PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1911. Redaktionsschluß für No. 16 am 27. Juli 1911. 12. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Elster u. H. Geitel, Weitere Untersuchungen an photoelektrischen Zellen mit gefärbten Kaliumkathoden. S. 609.

E. Goldstein, Über die Untersuchung der Emissionsspektra fester aromatischer Substanzen mit dem Ultravioletttfilter. S. 614.

C. A. Skinner u. L. B. Tuckerman jr., Halbschatteninterferometer. S. 620.

W. Steubing, Versuche zu der Arbeit von Wood: Eine neue strahlende Emission seitens des Funkens. S. 626.

E. Weiß, Ladungsbestimmungen an Silberteilchen. S. 630.

Th. Thorkelsson, Drei Formen der Zustandsgleichung und die innere Verdampfungswärme. S. 633.

J. Koenigsberger, Polarisation des Lichtes an Gittern mit sehr kleiner Gitterkonstante. S. 637.

Zusammenfassende Berichte:

O. Scheuer u. J. Saphores, Bericht über die Jahresausstellung der französischen physikalischen Gesellschaft. S. 639.

Besprechungen:

G. Gehlhoff, Die Strahlungsgesetze. S. 647.

M. P. Rudzki, Physik der Erde. S. 648.

B. Monasch, Elektrische Beleuchtung. S. 648.

Preisausschreiben. S. 648.

Personalien. S. 648.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Weitere Untersuchungen an photoelektrischen Zellen mit gefärbten Kaliumkathoden.

Von J. Elster und H. Geitel.

Wie wir unlängst mitgeteilt haben[1]), läßt sich die photoelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle, d. h. die bei gleicher Beleuchtungsstärke von der Flächeneinheit abgegebene Menge negativer Elektrizität dadurch wesentlich steigern, daß man für kurze Zeit in den diese Metalle enthaltenden Vakuumzellen bei Gegenwart verdünnten Wasserstoffs einen Glimmstrom einleitet, bei dem die Alkalimetallfläche zweckmäßig die Kathode bildet. Hierbei nimmt das vorher blanke Metall Färbungen an, die für Kalium, Rubidium, Cäsium zwischen Grün bis Indigoblau liegen, während Natrium gelbliche bis braune Töne zeigt.

Wir sehen in diesen farbigen Schichten die kolloiden Modifikationen der Alkalimetalle, ihre Bildung denken wir uns in der Art verlaufend, daß zunächst die Hydride der Metalle durch den Glimmstrom in der Wasserstoffatmosphäre entstehen, und diese dann, wie wir es an künstlich dargestellten reinen Hydriden als möglich nachgewiesen haben, als Lösungsmittel des freien Metalls wirken. Der Gehalt der so gebildeten Lösungen an Alkalimetall wird im Grenzfalle vielleicht so groß werden können, daß jene Oberflächenschichten praktisch als nahezu reines allotropes Metall zu betrachten sind.

Ob man berechtigt ist, mit den Herren R. Pohl und P. Pringsheim[2]) diese farbigen Schichten mit den von R. W. Wood durch bloße Sublimation der Alkalimetalle an Glaswänden im Vakuum erhaltenen Beflügen feinster Tröpfchen zu identifizieren, scheint uns doch zweifelhaft. Es spricht gegen diese Auffassung die anscheinende Notwendigkeit der Gegenwart von Wasserstoff bei ihrer Bildung und die Übereinstimmung der Färbungen mit den von Goldstein durch Kathodenbestrahlung an den Haloidsalzen der Alkalimetalle hervorgerufenen; bei Natrium ist der Parallelismus besonders auffallend.

Nun bemerkten wir an allen auf diese Weise empfindlicher gemachten Photozellen, in denen wir, um eben eine möglichst große Empfindlichkeit bei schwachen Lichtreizen durch Annäherung der angelegten Spannung an das Entladungspotential erreichen zu können, einen merklichen Gasdruck (von etwa 0,5 mm) der Wasserstoffüllung belassen hatten, ein allmähliches Abblassen der Färbung und zugleich eine Abnahme der Empfindlichkeit gegenüber geringen Lichtstärken auch bei hohen angelegten Potentialdifferenzen.

H. Dember hat an *Na*-Zellen mit Wasserstoffüllung diese Abnahme der Lichtempfindlichkeit in längeren Zeiträumen zuerst aufgefunden und sie auf die kombinierte Wirkung einer Gasbeladung der Kathodenfläche und einer Druckabnahme in der Zelle zurückgeführt[1]).

Das Abblassen der Farben wies auf die Rückbildung der hochempfindlichen Modifikationen der Alkalimetalle hin, daneben konnte auch eine Änderung des Gasdrucks in der Zelle, sei es durch Entwicklung von Wasserstoff aus zerfallendem Hydrid, oder umgekehrt durch Absorption des Gasinhalts durch das Metall an dem Rückgange der Empfindlichkeit beteiligt sein.

Um den letzten Punkt aufzuklären, hätte

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. 11, 257, 1910.
2) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 13, 219, 1911.

1) H. Dember, diese Zeitschr. 9, 189, 1908.

man daran denken können, die Zellen in Verbindung mit der Luftpumpe zu halten und eine etwaige Änderung des Gasdrucks unmittelbar zu messen.

Dem stand aber die Länge der Zeit entgegen, die für die beobachteten Veränderungen der Zellen erforderlich war, und die nach Tagen bis Wochen zählte. Es schien schwierig, während so langer Zeiten die Pumpe und ihre Zuleitungen zur Zelle absolut dicht zu halten, zudem hätte die allmähliche Einwanderung von Quecksilberdämpfen neue Schwierigkeiten bereitet. Es blieb nichts übrig, als in den nach ihrer Herstellung von der Pumpe durch Abschmelzen getrennten Zellen selbst den Gasdruck von Zeit zu Zeit zu prüfen. Wir erreichten dies auf eine Art dadurch, daß wir die Zelle in der in der Fig. 1 dargestellten Weise mit einem kleinen Geißlerrohre zusammensetzten.

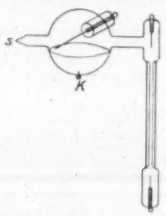


Fig. 1.

Nach dem bekannten, praktisch gut bewährten Verfahren von Böttcher (Kohlrausch, Praktische Physik, S. 36) war die Umgebung der Elektrode K im Innern der Zelle mit einem dünnen Silberbelage überzogen, auf diesem wurde, wie weiter unten noch näher beschrieben wird, durch Destillation im Vakuum eine Schicht metallischen Kaliums niedergeschlagen, dessen Oberfläche alsdann mittels des Glimmstroms in Wasserstoffatmosphäre gefärbt wurde.

Leicht überzeugt man sich durch Vergleichung der Empfindlichkeit der Zelle vor und nach dieser Behandlung, indem man in beiden Fällen die äußerste mit der Gaedepumpe erreichbare Verdünnung des Gasinhalts herstellt, daß die Lichtempfindlichkeit dabei auf das Drei- bis Sechsfache der ursprünglichen gestiegen ist.

Durch Einlassen von neuem Wasserstoff und, wenn erforderlich, durch ferneren Gebrauch der Pumpe, kann man den Gasdruck leicht so bemessen, daß das Geißlerrohr, an einen kleinen Induktor (von etwa 2 cm Funkenlänge) angeschlossen, die maximale Helligkeit des roten Wasserstofflichtes und die bekannten Spektrallinien glänzend zeigt.

Die Zelle wird nun samt dem Geißlerrohr durch Abschmelzen an der Stelle s von der Pumpe getrennt.

Nach Verlauf von Tagen und Wochen wird alsdann der Gasdruck von Zeit zu Zeit dadurch geprüft, daß die Entladung des Induktors, immer nur für einen Bruchteil einer Sekunde, durch das Geißlerrohr geschickt wird. Die Lichtsäule zeigt durch ihre blassere Färbung und das Auftreten grüner Fluoreszenz in der Nähe der Kathode ein allmähliches Verschwinden der Wasserstoffüllung an, nach einigen Monaten ist die Verdünnung so weit fortgeschritten, daß die Entladung statt durch das Geißlerrohr über eine 1,5 cm lange parallel geschaltete Funkenstrecke in Luft erfolgt. Zugleich ist die Färbung der Kaliumfläche stark abgeblaßt oder selbst ganz verschwunden.

Der Versuch ist mit übereinstimmendem Erfolge an zwei Exemplaren von Kaliumzellen gemacht.

Zugleich hatte sich das Verhalten der Zellen gegenüber dem Lichte geändert. Während anfangs eine Elektrodenspannung von 200 Volt, die etwa um 40 Volt unter dem Entladungspotential lag, bei einer Beleuchtung durch eine 25kerzige Nernstlampe in 1 m Abstand einen Strom von 10^{-7} Ampere gab, sank dieser bei gleicher Beleuchtung schließlich auf $5 \cdot 10^{-9}$ herab und die Zelle vertrug eine Spannungsdifferenz von über 600 Volt, ohne daß eine leuchtende Entladung eintrat, alles natürlich nur die Folgen der eingetretenen Gasverdünnung.

Um diese Veränderungen im photoelektrischen Verhalten für sich allein zu untersuchen, stellten wir nach dem gleichen Verfahren Kaliumzellen ohne angesetztes Geißlerrohr her.

Die allmähliche Selbstevakuierung mußte sich an ihnen dadurch bemerklich machen, daß die Charakteristik der Zelle, d. h. die Kurve, die den Zusammenhang zwischen der Intensität des Photostroms mit der angelegten Spannungsdifferenz bei konstanter Beleuchtung darstellt, sich in ganz bestimmter Weise im Laufe der Zeit änderte. Unmittelbar nach der Herstellung der Zelle, solange der Gasdruck noch von der Ordnung eines Millimeters war, nahm der Photostrom mit wachsender Elektrodenspannung andauernd zu, und zwar so, daß er dicht unterhalb derjenigen Spannung, bei der die leuchtende Entladung einsetzte, zu sehr hohen Beträgen anstieg. Die Charakteristik ergab eine Kurve, deren konkave Seite in der Nähe des Anfangspunktes der Spannungsachse zugewandt war, und die nach Durchgang durch einen Wendepunkt schon für kleine Spannungen (150 bis

	Volt	0,0	40	80	120	160	200	240	280	320	360	400	625
Datum													
4. Nov. 1910	Intensität des photo-	0,0	10,2	22,0	38,0	69,0	118,0	290	>500				
4. Dez. 1910	elektrischen	0,0	6,0	11,8	16,5	21,2	28,5	34,0	44,8	60,8	85,5	122,0	>500
29. Dez. 1910	Stromes in $5 \cdot 10^{-12}$ Amp.	0,0	7,0	10,3	12,2	13,8	15,2	16,1	17,1	18,0	20,0	21,0	24,0

250 Volt) sehr große Ordinaten erreichte[1]). Mit fortschreitender Verdünnung des Gases der Zelle verschob sich der steile Anstieg in der positiven Richtung der Spannungsachse, während zugleich der unmittelbar vorausgehende Teil der Kurve mehr und mehr in eine zu dieser parallele oder nur noch schwach ansteigende Gerade überging. Für das so gekennzeichnete Intervall der Spannung zeigte die Zelle demnach den Sättigungsstrom.

Man erkennt diese Veränderungen in der Intensität des Photostroms sowohl in der vorstehenden Tabelle, wie an den danach entworfenen Darstellungen der verschiedenen Formen der Charakteristik.

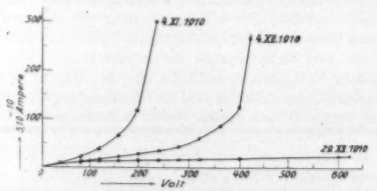


Fig. 2.

Hiernach konnte es keinem Zweifel unterliegen, daß mit dem Zurückgehen der Färbung der Kaliumzellen eine allmähliche Verzehrung ihres Wasserstoffinhalts parallel lief. Der Verdacht, daß das Licht hierbei beteiligt wäre, konnte durch Versuche, bei denen die Zellen im Dunkeln gehalten wurden — bis auf die Dauer der Proben, die ja eben unter Beleuchtung ausgeführt werden mußten — nicht bestätigt werden.

Am nächsten liegt die Annahme einer chemischen Einwirkung des Wasserstoffs auf die farbige Modifikation des Alkalimetalls, in ungezwungener Weise läßt sich das Abblassen der Farbe auf die Bildung des farblosen Hydrids zurückführen. Hiermit stimmt die Erfahrung überein, daß solche Zellen, die nach dem Färben bis zur höchsten Verdünnung der Gasreste ausgepumpt waren, also Wasserstoff nur in kleinsten Mengen enthielten, ihre Farbe bewahrten. Ebenso schritt das Abblassen von Zellen mit Wasserstofffüllung nur so lange fort, bis das höchste Vakuum von selbst erreicht war.

Auch an Zellen mit nicht gefärbten Kaliumflächen bemerkten wir, in Übereinstimmung mit den Erfahrungen des Herrn Dember an Natriumzellen, das allmähliche Verschwinden des Gasinhalts, dagegen nicht an den mit der flüssigen Natrium-Kaliumlegierung gefüllten. Wahrscheinlich enthält diese Legierung, die durch Zusammenschmelzen der Bestandteile, nicht durch Destillation im Vakuum, gewonnen war, von ihrer Herstellung her Wasserstoff gelöst, so daß sich über der Flüssigkeit von selbst eine Wasserstoffatmosphäre erhält, die mit dem Gasgehalte des flüssigen Metalls im Gleichgewicht steht.

Für die praktische Benutzbarkeit der hochempfindlich gemachten Kaliumzellen zu photometrischen Zwecken liegt in ihrer Veränderlichkeit natürlich ein großer Nachteil. Während man ihre Empfindlichkeit für Zeiträume von Stunden und wenigen Tagen als einigermaßen konstant betrachten kann[1]), gilt dies nicht mehr für Wochen oder gar Jahre. Zudem ist ihre große Empfindlichkeit gegenüber sehr schwachen Lichtreizen erst dadurch ausnutzbar, daß man Spannungen anlegt, die dem Entladungspotential nahekommen. Man verwertet dabei eben den steil ansteigenden Teil der Charakteristik; fällt dieser bei zu klein gewordenem Gasdruck über den leicht zu handhabenden Spannungsbereich hinaus, so ist damit der eigentliche Vorzug der Zellen hinfällig.

Als Ausweg bietet sich die schon von anderer Seite[2]) ausgeführte Füllung der Zellen mit Gasen, die sicher nicht mit dem Kalium reagieren, am bequemsten verwendet man Helium oder Argon. Die Darstellung der beiden Gase in einer für den vorliegenden Zweck ausreichenden Reinheit, kann mit der Verfertigung der Zellen zu einer zusammenhängenden Operation vereinigt werden. Da diese verhältnismäßig einfach ist und, wie wir glauben, sehr brauchbare Photozellen liefert,

1) Über die verschiedenen Formen der Charakteristik von Photozellen vgl. auch den Bericht von E. v. Schweidler, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **1**, 373, 1904.

1) An ungefärbten Zellen ist diese von uns schon anfangs beobachtete Konstanz innerhalb kleiner Zeiträume bestätigt von E. v. Schweidler (diese Zeitschr. **4**, 136, 1902) und K. Bergwitz (diese Zeitschr. **8**, 373, 1907).

2) J. Rosenthal, diese Zeitschr. **9**, 803, 1908.

so soll sie etwas ausführlicher beschrieben werden.

Gesetzt, es handele sich um die Herstellung einer hochempfindlichen Kaliumzelle mit Argonfüllung. Die Kugel Z, die das Metall aufnehmen soll, ist in der Umgebung des eingeschmolzenen

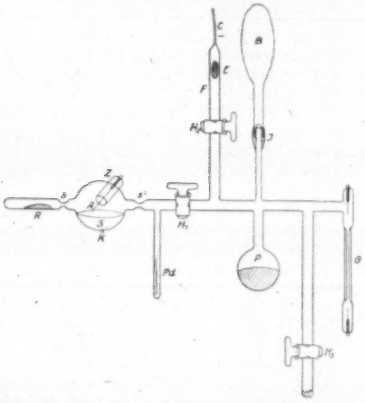


Fig. 3.

kurzen Kathodendrahtes K mit dem schon erwähnten Silberbelage S versehen, der von dem durch einen Seitentubus eingeführten Anodendraht A durch ein mehrere Millimeter breites Stück der freien Glaswand getrennt ist. Durch zwei Abschmelzstellen s und s' steht sie einerseits mit dem zu evakuierenden Röhrensystem und der Pumpe, andererseits mit dem kurzen Ansatzrohr R in Verbindung, in das ein bohnengroßes Stück metallischen Kaliums eingeführt ist. Das Rohr Pd enthält einen mehrere Zentimeter langen, mit Wasserstoff beladenen Palladiumdraht, der Hahn H_1 schließt, wenn erforderlich, diesen Teil des Apparates gasdicht ab.

Der Raum hinter H_1 besteht außer den Verbindungsrohren aus der Trockenkugel P, mit Phosphorsäureanhydrid gefüllt, dem bei J mittels Picein angekitteten langhalsigen Quarzkolben B, der einige Dezigramm von Spänen metallischen Kalziums (in Alkohol gewaschen und getrocknet) enthält und dem Geißlerrohr G. Bei H_2 führt der Hahn zu der in eine zugeschmolzene Kapillare C auslaufenden Luftkammer F, E ist ein erbsengroßes, mit Hydroxyd bedecktes Stück metallischen Kaliums. Der Hahn H_3 stellt schließlich die Verbindung mit der Gaedepumpe her.

Nachdem das System hergerichtet und an die Pumpe angeschlossen ist, wird der Hahn H_2 abgesperrt. Die in F unter Atmosphärendruck enthaltene Luft gibt ihren Gehalt an Kohlendioxyd und teilweise auch von Wasserdampf und Sauerstoff an das Kalium E ab und nimmt dafür etwas freien Wasserstoff auf. Während diese Umsetzungen sich vollziehen, wird mittels der Pumpe ein hohes Vakuum von R bis G hergestellt, einen guten Anhalt zur Beurteilung der Gasverdünnung gibt die Kathodenfluoreszenz in dem mit einem Induktor betriebenen Geißlerrohre G.

Während die Pumpe arbeitet, erhitzt man nun R vorsichtig, bis alles Kalium unter Wasserstoffentwicklung (infolge Zersetzung der Hydroxydrinde) in die Zelle Z hineindestilliert ist, und trennt dann R durch Abschmelzen an der Stelle s ab. Z ist jetzt im Innern vollständig von einer zusammenhängenden Schicht Kaliums überzogen, durch gelindes Erwärmen mittels einer Bunsenflamme von oben her treibt man, während die Pumpe in Tätigkeit bleibt, das Metall auf die Silberkalotte S herab. Dabei ist darauf zu achten, daß an der Glaswand keine metallische Brücke zwischen S und dem Anodendrahte A bestehen bleibt. Ist die Zelle abgekühlt und in ihrem oberen Teile von jedem Anfluge von Kalium befreit, so wird der Hahn H_1 geschlossen und der Palladiumdraht Pd erwärmt. Schon vorher ist K mit der Kathode, A mit der Anode einer Akkumulatorenbatterie von 200—400 Volt unter Einschaltung eines sehr großen Widerstandes (3000 Ω) verbunden. Sobald durch die Zersetzung des Palladiumwasserstoffs der Gasdruck in Z ansteigt, setzt, zumal wenn etwas Licht auf die Zelle fällt, die Glimmentladung ein. Man reguliert sie durch Öffnen des Hahnes H_1 so, daß die Färbung des Kaliums möglichst gleichförmig und tief ausfällt. Läßt man sie länger als einige Minuten einwirken, so tritt durch Zerstäubung des Kaliums eine Dunkelfärbung des Glases der Zelle ein, die durch Erwärmen nur unvollständig beseitigt werden kann.

Nach Beendigung des Färbeprozesses wird H_1 geöffnet und der Wasserstoff soweit als möglich durch Auspumpen entfernt, hierauf schließt man H_1 wiederum und erhitzt, während die Pumpe unausgesetzt arbeitet, den Quarzkolben B durch eine kräftige Bunsenflamme. Das Kalzium gibt hierbei reichliche Mengen Wasserstoff aus. Sobald die Gasentwicklung vorüber und wiederum hohes Vakuum erreicht ist, was man an dem Geißlerrohr leicht erkennt, schließt man den Verbindungshahn H_3 zur Pumpe, während H_2 einmal vollständig um seine Achse gedreht wird. Hierbei gelangt aus der Luftkammer F ein im wesentlichen aus

Stickstoff bestehendes Gas in den von den drei Hähnen abgeschlossenen Raum hinein. Der Stickstoff wird durch das erhitzte Kalzium vollständig absorbiert, ebenso der noch vorhandene Wasserstoff bis auf einen kleinen Rest. Die Aufnahme des Wasserstoffs durch das Kalzium befördert man dadurch, daß man die Flamme unter dem Quarzkolben B zeitweise entfernt. So entsteht unter der Einwirkung des Kalziums ein stark verdünntes Gasgemisch, dessen Hauptbestandteile Argon und Wasserstoff sind. Läßt man durch Abbrechen der Kapillare C und Wiederzuschmelzen sich die Vorkammer F aufs neue mit Luft von Atmosphärendruck füllen und dann wieder einen Teil mittels des Hahnes H_2 zu dem Argongemisch übertreten, so kann man durch fortgesetztes Erhitzen von B den Stickstoff in gleicher Weise entfernen und den Partialdruck des Argons mehr und mehr erhöhen. Die Zeiten, die zur Absorption des Stickstoffs erforderlich sind, werden mit wachsender Dichtigkeit des Argons immer länger. Das Geißlerrohr G dient dabei zur Kontrolle; schließlich muß das Argonspektrum mit schwacher Andeutung der Wasserstofflinien übrig bleiben. Um kein Gas durch Okklusion bei der Zerstäubung der Elektroden, die im Argon besonders stark ist, zu verlieren, darf man den Induktor immer nur kurze Zeit anlassen. Von dem so gewonnenen Gase wird nun durch Öffnung des Hahnes H_1 ein den Volumverhältnissen entsprechender Teil in die gefärbte Zelle eintreten gelassen.

Zur Füllung der letzteren mit Helium verfährt man analog. Nur ist F durch ein strengflüssiges Glas- oder Quarzrohr zu ersetzen, das einige Gramm von dem von Erdmann[1]) empfohlenen Gemische von Pechblende und Kaliumbichromat enthält. Durch Erhitzen erhielt man daraus ein Gemisch von Wasserstoff, Helium und Stickstoff, aus dem gerade wie bei der Luft der Wasserstoff und Stickstoff durch das Kalzium beseitigt wurden. Da gewöhnlich auch größere Mengen Wasserdampf entwickelt werden, ist die Trockenkugel P hier unentbehrlich.

Die auf diese Weise[2]) mit verdünntem Argon oder Helium gefüllten, farbigen Kaliumzellen behalten, nach dem Abschmelzen von der Pumpe bei s', soweit unsere Erfahrungen reichen, ihre Farbe sowohl wie ihre Empfindlichkeit im wesentlichen unverändert bei.

Eine geringe Änderung ihrer Charakteristik in der ersten Zeit ihrer Herstellung ließ vermuten, daß die Spuren von Wasserstoff, die durch das Kalzium nicht entfernt waren, allmählich von dem Alkalimetall aufgenommen wurden. Um diese Mutmaßung zu prüfen, kombinierten wir wiederum eine heliumgefüllte Zelle in der oben angegebenen Weise mit einem Geißlerrohr. Unmittelbar nach der Herstellung war neben dem sehr hellen Spektrum des Heliums das des Wasserstoffs noch schwach erkennbar. Nachdem die Zelle 13 Wochen gelegen hatte, war in den ersten Sekunden nach Einleitung der Entladung im Geißlerrohr nicht eine Spur der Wasserstofflinien zu sehen, erst allmählich traten sie wieder hervor, offenbar infolge von Gasentbindung aus den Elektroden.

Die Kaliumzellen mit einer Füllung von verdünnten inerten Gasen unterliegen demnach einer Art von automatischer Selbstreinigung des Gasinhalts, ist der Endzustand durch vollständige Absorption der reaktionsfähigen Gase erreicht, so bleibt ihre Empfindlichkeit praktisch konstant.

Bemerkenswert und im Einklang mit unserer Ansicht von der Entstehung der farbigen Schichten auf den Alkalimetallflächen ist die Tatsache, daß diese in auch nur annähernd vergleichbarer Intensität sich weder im Helium noch im Argon auf Kaliumoberflächen hervorrufen lassen, obgleich die Glimmentladung gerade wie im Wasserstoff die ganze Zelle erfüllt. Schwache Andeutungen einer Färbung, die man nach längerer Einwirkung des Glimmstroms erhalten kann und die mit einer erheblichen Empfindlichkeitssteigerung Hand in Hand gehen, sind ohne Zweifel auf die geringen Mengen von Wasserstoff zurückzuführen, die aus dem Elektrodenmaterial, vielleicht auch dem Kalium selbst, während des Stromdurchgangs entwickelt werden.

Das wesentlichste Ergebnis der vorstehenden Mitteilung läßt sich in folgender Weise zusammenfassen: Photoelektrische Kaliumzellen, in denen durch Einleiten des Glimmstroms in einer Wasserstoffatmosphäre die Kaliumflächen mit farbigen hochlichtempfindlichen Überzügen bekleidet sind, werden im Laufe der Zeit von selbst leer, indem der Wasserstoffinhalt durch das Kalium absorbiert wird. Zugleich geht die Oberflächenfarbe des Metalls zurück, um bei genügendem Wasserstoffvorrate gänzlich auszubleichen. Helium und Argon, als Ersatz für Wasserstoff in die Zellen nach Herstellung der farbigen Schichten eingeführt, ändern ihre Dichtigkeit nicht. Die Farbe der Kaliumflächen und ihr photoelektrisches Verhalten scheint dadurch praktisch unveränderlich zu werden.

Über die große Empfindlichkeit solcher Zellen sowohl gegen schwache Lichtwirkungen aus dem sichtbaren Gebiete wie auch gegen langwellige

1) H. Erdmann, Lehrb. d. anorgan. Chemie, Artikel Helium.

2) Ohne Zweifel wird man auch die soeben von G. Gehlhoff (Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges. **13**, 266, 1911) mitgeteilte Methode der Reindarstellung von Argon und Helium mit Vorteil benutzen können.

Strahlen aus dem unsichtbaren Ultrarot denken wir demnächst zu berichten.

Die Kosten der Untersuchung sind, wie wir mit Dank bemerken, aus den Mitteln der Jagorstiftung in Berlin bestritten.

Wolfenbüttel, im Mai 1911.

(Eingegangen 24. Mai 1911.)

Über die Untersuchung der Emissionsspektra fester aromatischer Substanzen mit dem Ultraviolettfilter.

Von E. Goldstein[1]).

Einige Vorversuche, welche ich mit einem dem Physikalischen Institut der Berliner Universität gehörenden Ultraviolettfilter nach Wood in der ihm von der Firma Carl Zeiß gegebenen Ausführung[2]) anstellen durfte, ließen mich vermuten, daß diese Vorrichtung für die Untersuchung der früher von mir beschriebenen[3]) Emissionsspektra fester aromatischer Körper sehr gute Dienste leisten könnte. Diese Vermutung hat sich nach mehreren Richtungen bestätigt, und ich gestatte mir, im nachfolgenden einen vorläufigen Bericht zu geben.

Zwar waren jene Spektra zuerst nur unter der Einwirkung der Kathodenstrahlen hervorgetreten; doch war ich immer der Ansicht, daß sie auch durch rein optische Erregung zu gewinnen sein müßten, entsprechend dem von mir bisher stets mit Erfolg benutzten heuristischen Prinzip, daß die Kathodenstrahlen so wirken, als wenn bei ihrem Aufprallen, zunächst an festen Körpern, äußerst kurzwelliges Ultraviolettlicht erregt würde[4]).

In der Tat konnte ich bereits zeigen, daß Vertreter von zwei zuerst mittels der Kathodenstrahlen gewonnenen Spektralgruppen auch durch optische Erregung hervorzurufen sind[5]). Doch bestand dabei noch die Unbequemlichkeit, daß nach jedesmaligem Abklingen des erregten Phosphoreszenzlichtes, also nach wenigen Sekunden, die durch ihre Helligkeit störende erregende Lichtquelle von neuem in Tätigkeit zu treten hatte, oder daß man irgendeine Phosphoroskopeinrichtung benutzen mußte, bei der dann die bestrahlte Substanz auch immer erst eine gewisse Zeit nach der Erregung beobachtet werden kann.

Das Ultraviolettfilter gestattet dagegen eine kontinuierliche Beobachtung während der Bestrahlung und ist — von anderen Rücksichten abgesehen — daher auch namentlich von Wert bei sehr rasch abklingenden Phosphoreszenzen bzw. bei Fluoreszenz. So gelang die Beobachtung des Fluoreszenz- bzw. Phosphoreszenzspektrums mit dem Ultraviolettfilter nun bei zahlreichen Substanzen, deren Spektra früher bei optischer Erregung wegen zu geringen Hervortretens der erregten oder auch wegen zu großer Wellenlänge der erregenden Strahlen nicht bemerkt werden konnte.

Die Demonstration diskontinuierlicher Spektra der aromatischen Körper ist dadurch für zahlreiche Substanzen zu einem bequemen Vorlesungsversuch geworden, der erforderlichenfalls beliebig lange fortgesetzt werden kann. Die letztere Eigenschaft unterscheidet das Filterverfahren vorteilhaft von der Benutzung der Kathodenstrahlen, die zwar in vielen Fällen noch merklich helleres Licht, aber, wegen der in den Kathodenstrahlen sich rasch vollziehenden Umwandlung der Substanzen, nur kurze Zeit zu beobachtende Spektra geben. Dagegen ändert das Leuchten in den Filterstrahlen auch in sehr langdauernden Erregungen sich selbst bei solchen Körpern nicht erkennbar, die dasselbe Leuchten in den Kathodenstrahlen nur für sehr kleine Zeiträume wahrnehmen lassen. Das blaue Licht z. B., das die Phenylessigsäure liefert, dauert in den Kathodenstrahlen nur einen so kurzen Moment, daß es bei besonderer Aufmerksamkeit eben noch konstatiert werden kann. In den Filterstrahlen kann es stundenlang beobachtet werden.

Das bei der Erregung durch Kathodenstrahlen zuerst auftretende, der noch unveränderten Substanz angehörige Spektrum habe ich als das Vorspektrum der Substanz bezeichnet[1]). Bei fortgesetzter Einwirkung der Kathodenstrahlen tritt das Vorspektrum zurück, und das für die einzelne Substanz besonders charakteristische Hauptspektrum macht sich geltend.

Schließlich tritt bei den meisten aromatischen Verbindungen ein drittes Stadium ein, in welchem die Substanzen nur noch matt, teilweise nur mit kontinuierlichem Spektrum leuchten. Die ursprünglich farblosen Körper zeigen dann diejenigen Eigenschaften (z. B. gelbe, rötliche, braune Körperfarbe), die sich sonst nach längerer Aufbewahrung im Tageslicht einzustellen pflegen. —

1) Aus den Verhandl. d. D. Phys. Ges. **13**, 378, 1911.

2) H. Lehmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 890, 1910; diese Zeitschr. **11**, 1039, 1910.

3) E. Goldstein, ebenda **6**, 156, 185, 1904; **12**, 376, 1910 u. Phil. Mag. (6) **20**, 619, 1910.

4) E. Goldstein, Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. Wiss. v. 3. Juli 1879; Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1901, S. 222.

5) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 376, 1910; diese Zeitschr. **11**, 430, 1910.

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 376, 1910; diese Zeitschr. **11**, 430, 1910.

Bei der Beobachtung mittels des Ultraviolettfilters wurden die Strahlen eines Kohlelichtbogens mittels Kollektor- und Kondensorlinsen aus Quarz, unter Zwischenschaltung des Filters, auf die zu untersuchende Substanz in einen Fokus konzentriert. Jede Substanz war in ein zylindrisches Uviolglasröhrchen von 8 bis 10 mm Weite eingeschmolzen. Soweit die Körper bei niedrigen Temperaturen untersucht wurden, erfolgte ihre Kühlung in einem Bade von flüssiger Luft, die sich in einem aus Uviolglas hergestellten doppelwandigen Dewargefäß befand. Die Beobachtung der Spektra erfolgte teils mit einem Martensschen Taschenspektroskop mit gespiegelter, durch eine kleine Glühlampe erleuchteter Wellenlängenskala, teils mit einem großen Kirchhoff-Bunsenschen Spektralapparat, dessen Dispersion durch ein Crownglasprisma von 60° geliefert wurde. Die geringe Dispersion des Crownprismas läßt den diskontinuierlichen Charakter des Spektrums bei breiteren Banden leichter erkennen, als das Taschenspektroskop, dessen verhältnismäßig starke Dispersion die einzelne Bande stärker auseinanderzieht und dadurch den Helligkeitsgradienten herabdrückt. Bei dem großen Apparat konnte an Stelle des Okularteils eine photographische Kamera angebracht werden. —

Im nachfolgenden führe ich zunächst eine Anzahl von Substanzen an, die in festem Zustande sich in den Ultraviolettstrahlen durch besonders helles Leuchten auszeichnen und zugleich diskontinuierliche Spektra zeigen; dabei sind die Spektra durchweg identisch mit den Spektren, welche sie unter dem Einflusse von Kathodenstrahlen darbieten. Die ultravioletten Strahlen des Bogenlichts, die das Filter durchsetzen, modifizieren die hier in Betracht kommenden Körper in der für die Versuche erforderlichen Zeit nicht erkennbar. Daher erhalten wir mittels des Ultraviolettfilters von den (möglichst gereinigten) aromatischen Substanzen zunächst nur ihr Vorspektrum.

Bei früherer Gelegenheit habe ich darauf aufmerksam gemacht[1]), daß besonders häufig ein spezieller, aus sechs breiten, ganz gleichartigen und nahe gleichmäßig über die ganze sichtbare Region verteilten Banden bestehender Typus dieser Vorspektra auftritt. Die Banden kehren ihre helle Kante nach Violett. Bei hinreichender Lichtstärke und hinreichend niedriger Temperatur — die Schärfe der einzelnen Maxima nimmt bei abnehmender Temperatur, für verschiedene Substanzen jedoch in sehr verschiedenem Maße, zu — lassen sie auch eine Struktur der einzelnen Banden bzw. Untermaxima innerhalb der breiten Banden erkennen.

Ein solches Sechsbandenvorspektrum zeigt in den ultravioletten Strahlen bei prächtig blauer Fluoreszenz schon bei Zimmertemperatur z. B. das Fluoren (Diphenylenmethan, $C_{13}H_{10}$). Bei Kühlung durch flüssige Luft werden die Banden noch heller und zugleich schärfer.

Das Reten ($C_{12}H_{16}O_6$) gibt nahezu ebenso prächtige Erscheinungen. Ähnlich z. B. Dianthranyl ($C_{14}H_9)_2$, β-Naphthol, Diphenylenoxyd, Azenaphthen.

Weniger große Helligkeit, aber sehr deutlich gestreifte typische Vorspektra zeigen in tiefen Temperaturen die drei isomeren Xylole, die Metatoluylsäure und viele andere Körper der einkernigen aromatischen Gruppe. Helles Leuchten, aber mit weniger markiertem Hervortreten ihres Sechsbandenspektrums über einen kontinuierlichen Grund zeigen in den Filterstrahlen z. B. Stilben, Karbazol, Dixanthylen. Verwandten, aber z. B. in der etwas vergrößerten Zahl der Banden und teilweise in der Struktur der letzteren etwas abweichenden Habitus der Vorspektra zeigen Anthrazen, Phenanthren, Chrysen, Triphenylmethan und viele andere mehrkernige, namentlich zugleich auch kondensierte Substanzen; ich komme auf den Bau ihrer Spektra bei späterem, ausführlichem Bericht zurück.

Die vorstehend genannten Substanzen leuchten in den ultravioletten Strahlen sämtlich blau.

Mit grünem Lichte strahlt, wie in den Kathodenstrahlen, das Xanthon (Diphenylenketonoxyd). Sein hervorragend regelmäßig gebautes und durch deutliche Struktur seiner breiten Banden ausgezeichnetes Spektrum stimmt in allen Einzelheiten mit dem von mir[1]) bereits in den Kathodenstrahlen beobachteten Spektrum überein.

Wie ich auch schon in meiner ersten Mitteilung über diesen Gegenstand erwähnte, läßt sich in den Kathodenstrahlen bei zahlreichen aromatischen Substanzen, bevor das für sie individuell charakteristische Hauptspektrum auftritt, dem alle möglichen Leuchtfarben entsprechen können, ein Blauleuchten beobachten. Das letztere liefert zugleich das Vorspektrum. Die Dauer dieses Blauleuchtens ist in den Kathodenstrahlen bei vielen Körpern, ähnlich wie bei der bereits erwähnten Phenylessigsäure, nur sehr kurz, bis herab zu kleinen Bruchteilen der Sekunde.

Es gibt jedoch eine Reihe von Substanzen, für die es mir in den Kathodenstrahlen auch bei großer Aufmerksamkeit und häufiger Unter-

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 376, 1910; diese Zeitschr. **11**, 430, 1910.

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 158, 1904.

suchung nicht möglich war, ein solches Blaulicht zu beobachten. Eine ganze Anzahl von diesen Körpern hat den gleichen chemischen Charakter, insofern sie sämtlich Ketone oder Diketone sind. Es gehören hierher z. B. Azetophenon, Benzophenon, Anthrachinon, Benzil, Tribenzoylmethan, Desylazetophenon, Chlorazetophenon und ähnliche.

Alle diese Substanzen leuchten in den Kathodenstrahlen grün. Auf das Grünlicht und das ihm zugehörige Spektrum folgt auch bei längerer Einwirkung der Kathodenstrahlen weder eine andere Farbe, noch ein anderes Spektrum. Die Spektra dieser grünleuchtenden Substanzen bestehen aus einer größeren Reihe von dichtgestellten, ganz gleichartigen Banden, die erheblich enger sind als die Banden der Blaulichtvorspektra. Die Bandenreihen dieser Grünlichtspektra beginnen im tiefen Rot und schneiden im Grünblau, Blau oder Violett vor dem Ende der sichtbaren Region plötzlich ab. Die Zwischenräume zwischen je zwei Banden sind dabei um so dunkler, die Banden also um so deutlicher getrennt, je brechbarer die Banden sind.

Da nun die Filterstrahlen jedes noch so kurze, wirklich beobachtete blaue Anfangslicht dauernd konservieren, so mußte ein etwa überhaupt existierendes, durch die Kathodenstrahlen lediglich schnell unterdrücktes anfängliches Blaulicht der in Rede stehenden Körper sich in den Filterstrahlen zeigen und beliebig lange beobachten lassen. Der Versuch ergibt jedoch, daß auch in den Filterstrahlen sogleich und ausschließlich das Grünleuchten mit dem eben charakterisierten Spektraltypus auftritt. Daraus folgt: das Grünlicht ist für diese Körper das Leuchten der durch Bestrahlung noch nicht veränderten Substanz, und die Ketone besitzen nur eine Art der Lichtemission und nur ein einziges Spektrum.

Hinzugefügt sei, daß die den Ketonen chemisch auf das engste verwandten aromatischen einkernigen Aldehyde ebenfalls nur ein einziges diskontinuierliches Spektrum erkennen lassen. Dieses Spektrum aber besteht nicht aus den zahlreichen dichtgedrängten Banden der Grünlichtketone, sondern zeigt vielfach den charakteristischen Typus der gewöhnlichen Vorspektra, die sich in sechs breiten Banden über die ganze sichtbare Region ausdehnen. Während also alle anderen bisher darauf untersuchten chemischen Gruppen der nichtkondensierten aromatischen Körper (Kohlenwasserstoffe und ihre Halogensubstitutionen, Säuren, Nitrile, Alkohole, Ester, Amine usw.), sofern sie überhaupt diskontinuierliche Spektra besitzen, zwei ganz verschiedene Spektra zeigen, besitzt in der Klasse der nichtkondensierten Ketone und Aldehyde jede Substanz nur ein einziges Spektrum.

In meiner zweiten Mitteilung[1]) hatte ich erwähnt, daß die durch Kathodenstrahlen erregten aromatischen Substanzen nach Unterbrechung der Bestrahlung vielfach noch ein andersfarbiges Leuchten zeigen. In sehr zahlreichen Fällen ist das Spektrum dieses Nachleuchtens völlig verschieden von dem Vorspektrum und dem Hauptspektrum der untersuchten Substanz. Ausgedehnte Versuchsreihen haben mich zu der Überzeugung gebracht, daß eine solche Folge eines diskontinuierlichen oder kontinuierlichen Phosphoreszenzspektrums auf ein anders gestaltetes Fluoreszenzspektrum stets auf einer Beimengung einer anderen aromatischen Substanz zu der Grundsubstanz beruht, der das Fluoreszenzspektrum angehört. Beimengungen von $^1/_{100000}$ und weniger der fremden Substanzen genügen, um ihr Spektrum im Nachlicht deutlich, wenn auch vielfach nicht mit großer Intensität, erscheinen zu lassen. In vielen Fällen, namentlich da, wo es sich um isomorphe Substanzen handelt, haftet die Verunreinigung in kleinen, aber noch sehr wirksamen Mengen so fest, daß es bisher auf keine Weise gelungen ist, irgendeine der betreffenden Grundsubstanzen ganz rein darzustellen. Solche meiner Ansicht nach niemals rein dargestellte Körper, die also sämtlich ein heterogenes Nachlichtspektrum erkennen lassen, sind von häufiger vorkommenden Verbindungen, z. B. Naphthalin und seine bekanntesten Derivate (z. B. die Naphthylamine, Naphthole, die Naphthoesäuren, die Haloidsubstitutionen des Naphthalins, die Methylnaphthaline usw.), ferner Diphenyl, Karbazol, Fluoren, Inden, Diphenylenoxyd usw. Aus der einkernigen Gruppe rechne ich von bekannteren Körpern dahin z. B. die Benzoesäure und das Hydrochinon.

Natürlich habe ich bei Versuchen zur möglichsten Reindarstellung solcher Substanzen mich nicht auf meine eigene, sehr mangelhafte chemische Routine verlassen. Ich habe aber nicht nur ausgezeichnete Kräfte der chemischen Technik für diesen Gegenstand interessiert, sondern auch durch die Gefälligkeit hervorragender wissenschaftlicher Chemiker die nach den besten derzeitigen Methoden hergestellten, bzw. für die vorliegende Untersuchung noch besonders umgearbeiteten Präparate benutzen können, mit dem Ergebnis, daß nur in einem Falle, bei Karbazol, das gewöhnlich mindestens zwei Verunreinigungen enthält, wenigstens die eine Beimengung ausgeschieden werden konnte. An allen anderen Probesubstanzen war ein hetero-

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 185, 1904.

genes Nachlichtspektrum nicht zu beseitigen, obgleich fortgesetzte Reinigungsverfahren offenbar die Intensität des Nachlichtes ein wenig herabdrückten. In dem letzteren Ergebnis liegt zugleich eine Beantwortung der mir öfters vorgelegten Frage, woraus denn überhaupt folge, daß alle die genannten Substanzen ihr Nachleuchten einer Beimengung verdanken. Die Frage wird durch zwei Reihen von Beobachtungen beantwortet:

1. Durch fortgesetztes Fraktionieren wird an dem einen Teil der Fraktionen das Nachlichtspektrum schwächer, an den anderen (Summe der Mutterlaugen) immer stärker.

2. In manchen Fällen ist es gelungen, die Natur der verunreinigenden Substanz herauszufinden. Eine kleine Menge einer solchen Substanz absichtlich zugesetzt, läßt dann das vorher nur schwache Nachlichtspektrum zu außerordentlicher Intensität aufschnellen. —

Neben den obengenannten Körpern zeigen zahlreiche andere in dieser kurzen Übersicht nicht aufzuführende Substanzen die beschriebene Erscheinung ebenfalls sehr deutlich: in dem großen Heer der aromatischen Körper, von denen ich im Laufe der Jahre alles, was an farblosen oder nur schwach gefärbten Substanzen mir erreichbar war, untersucht habe, scheint auch nicht eine einzige Substanz von dem Phänomen eines heterogenen Nachlichtes ganz frei zu sein (wenn das Spektrum des andersfarbigen Nachlichtes auch nicht immer diskontinuierlich ist), und mit sehr großer Wahrscheinlichkeit glaube ich vermuten zu dürfen, daß wohl noch nicht eine einzige aromatische Substanz bisher ganz rein dargestellt worden ist.

Es ist nun nicht ohne Interesse, daß diejenigen Substanzen, die in den Kathodenstrahlen ein Nachleuchten mit besonderem Spektrum zeigen, dieselbe Erscheinung mit dem nämlichen Sonderspektrum auch bei der Erregung durch die Ultraviolettstrahlen darbieten. Dadurch ist gezeigt, daß die Erscheinung nicht, wie man auch hätte vermuten können, einfach auf einer partiellen Zersetzung einer an sich reinen Grundsubstanz durch die Kathodenstrahlen beruht. —

In den Kathodenstrahlen, in denen das Vorspektrum ja meist schnell zerstört wird, folgt bei Unterbrechung der Entladung das Nachlichtspektrum dem Hauptspektrum. In den Filterstrahlen, die noch kein Hauptspektrum erzeugen, folgen die Nachlichtspektren dem Vorspektrum. Sie sind also nicht eine Folge derjenigen Veränderung, deren Ausdruck das Hauptspektrum ist.

Dabei muß man sich gegenwärtig halten, daß Vorspektrum und Nachlichtspektrum gleichzeitig zu leuchten beginnen, und daß sie nur zu verschiedenen Zeitpunkten enden. Es wird nicht etwa das beim Abschneiden der erregenden Strahlen erlöschende Vorspektrum durch das erst dann aufleuchtende Nachlichtspektrum objektiv abgelöst. Daraus folgt, daß bei kontinuierlicher Fortdauer der Ultraviolettbestrahlung beide Spektren andauernd gleichzeitig emittiert werden.

Hieraus resultiert aber in manchen Fällen, wenn das Nachlichtspektrum verhältnismäßig stark ist, wieder eine gewisse Erschwerung für die genaue Auffassung des reinen Vorspektrums. Denn das Nachlichtspektrum superponiert sich dann dem Vorspektrum andauernd und scheint gewissermaßen durch das letztere hindurch. So kann man z. B. auf dem an sich aus breiten Banden zusammengesetzten, von Rot bis ins Ultraviolett sich erstreckenden, verhältnismäßig blassen Vorspektrum des Naphthalins im Orange und Gelbgrün schmale Streifen wahrnehmen, die einem ganz abweichenden Spektraltypus angehören. Beim Abstellen der erregenden Filterstrahlen erkennt man, daß jene Streifen dem Nachlicht des Naphthalins angehören. Ähnlich leuchten durch das Vorspektrum die Nachlichtspektren hindurch, z. B. bei Diphenyl, Karbazol, Fluoren.

Die Nachlichter und ihre Spektra werden vielfach bei Bestrahlung in niedriger Temperatur heller, weil dann mehr strahlende Energie von der Substanz aufgespeichert und in Phosphoreszenzlicht verwandelt wird, als bei höherer Temperatur. In manchen Fällen sind die Nachlichter nach dem Erlöschen der erregenden Strahlung auch deshalb deutlicher erkennbar, weil bei tieferer Temperatur die Ausstrahlung des Phosphoreszenzlichtes langsamer erfolgt. Bei gewöhnlicher Temperatur überdauert das Nachlicht die Erregung bisweilen zu kurze Zeit, um gut wahrnehmbar zu sein.

In allen solchen Fällen von heterogenen Nachlichtspektren handelt es sich um Erscheinungen, für die ich schon früher die Bezeichnung „Lösungsspektra“ vorgeschlagen habe[1]).

Die Spektra, welche nach Auflösen kleiner Mengen einkerniger aromatischer Substanzen in irgendwelchen organischen Medien bei Bestrahlung von der erstarrten Mischung emittiert werden können, sind — mit Ausnahme der Aldehydgruppe — im Bau identisch mit den Spektren der ungelösten, also möglichst konzentrierten einkernigen Substanzen. Dagegen sind, wie ich früher[2]) bereits erwähnte, die

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 37, 1910; diese Zeitschr. **11**, 430, 1910.

2) E. Goldstein, Phil. Mag. (6) **20**, 619, 1910.

Lösungsspektren von kondensierten mehrkernigen Verbindungen total verschieden von den Spektren der ungelösten Körper und variieren für eine und dieselbe gelöste Verbindung überdies noch mit dem Lösungsmittel. Die Nachlichtspektren des nach den gegenwärtigen Mitteln möglichst gereinigten Naphthalins, Fluorens, Diphenyls sind also als Lösungsspektra der von ihnen festgehaltenen, aus anderen aromatischen Körpern bestehenden kleinen Verunreinigungen zu betrachten.

Solche Erfahrungen lassen vermuten, daß das Ultraviolettfilter sich nicht nur zur Beobachtung derartiger, gewissermaßen zufälliger Lösungsspektra, sondern auch zu einem systematischen Studium von absichtlich erzeugten Lösungsspektren an planmäßig hergestellten Mischungen eignen werde.

Dies findet sich in weitem Umfange bestätigt. Und wieder hat das Ultraviolettfilter vor den Kathodenstrahlen den großen Vorteil, daß seine Strahlen eine beliebig lange Beobachtung des Spektrums an einer und derselben Mischungsportion gestatten.

Als Demonstrationsobjekte nenne ich z. B. die Lösungen von Naphthalin in Chlorbenzol oder in Benzoesäuremethylester. —

Die den ungemischten Substanzen ungleichen Lösungsspektren einkerniger Aldehyde und Ketone habe ich bereits in einer besonderen Mitteilung beschrieben[1]). Sie haben sämtlich den Typus der aus sechs Banden bestehenden Vorspektren. Auch bei ihnen eignet das Ultraviolettfilter sich hervorragend für Dauerbeobachtung. Es ist auch eine nicht zu unterschätzende Erleichterung der Versuche, daß man eine und dieselbe im abgeschmolzenen Glasrohre aufbewahrte Lösung sehr wiederholt, anscheinend beliebig oft, von neuem benutzen kann. Schöne, zur Demonstration geeignete Spektren dieser Gruppe geben z. B. die Mischungen von Chlorbenzol oder Benzoesäuremethylester mit Spuren von Benzaldehyd oder mit kleinen Zusätzen von Benzophenon, Azetophenon usw.

Die aus dichtgedrängten Reihen schmalerer Streifen bestehenden Ketonspektren gehen bei Lösungen also ebenfalls über in die Sechsbandenspektren. Das Grünlicht der ungelösten Ketone geht über in helles Blaulicht der Lösungen.

Schließlich habe ich noch einige besondere feste Lösungen zu erwähnen, welche in den Strahlen des Ultraviolettfilters ebenfalls glänzende Licht- und Spektralerscheinungen geben. Das durch eine minimale Beimengung erzeugte Lösungsspektrum dauert bei diesen Körpern nicht erkennbar länger als die erregende Strahlung. Das Lösungsspektrum verdeckt hier vermöge seiner überaus großen Helligkeit in den von ihm eingenommenen Partien völlig das Spektrum der in unvergleichlich größerer Menge vorhandenen Grundsubstanz. Nur drei Substanzen sind mir bekannt geworden, in denen das Lösungsspektrum auch bei der Temperatur der flüssigen Luft den Charakter eines momentan abklingenden Fluoreszenzspektrums zu haben scheint. Die drei Substanzen sind die billigeren Präparate von Anthrazen, Methylanthrazen und Chrysen. Sie haben mehr oder weniger ausgeprägte schwefelgelbe Körperfarbe, die auf einer minimalen Beimengung des von Fritzsche[1]) dargestellten Chrysogens beruhen soll. Schon E. Becquerel[2]) und Morton[3]) haben auf das Fluoreszenzspektrum dieses verunreinigten Anthrazens aufmerksam gemacht. Im Bau sehr ähnlich ist das Spektrum des chrysogenhaltigen Methylanthrazens. Weit interessanter ist das Spektrum des unreinen Chrysens. Seine einzelnen Banden zeigen bei Kühlung der Substanz eine sehr feine Gliederung, wie ich sie bei Anthrazen und Methylanthrazen, auch wenn sie gekühlt waren, nicht wahrnehmen konnte. —

Die Hauptspektren der aromatischen Substanzen sind bisher nur durch Kathodenstrahlen (und Kanalstrahlen) hervorgebracht worden. Entsprechend der eingangs angedeuteten Auffassung[4]), daß weitaus die meisten durch Kathodenstrahlen erzeugten Wirkungen nicht spezifischer Natur zu sein scheinen, sondern sich verhalten, als wenn sie durch sehr kurzwellige, beim Aufprallen der Kathodenstrahlen erzeugte Lichtstrahlen erzeugt würden[5]), vermutete ich, daß auch die Hauptspektren durch ultraviolettes Licht zu erzeugen sein müßten, und daß die besondere Einwirkung der Kathodenstrahlen nur darin bestände, eine chemische oder physikalische Modifikation hervorzurufen, welcher dann eine andere Absorption und ein entsprechend verändertes Emissionsspektrum — das Hauptspektrum — zukäme[6]).

Nach dieser Auffassung müßte die durch

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 376, 1910; diese Zeitschr. **11**, 430, 1910.

1) Fritzsche, C. R. **54**, 910, 1866.

2) E. Becquerel, Ann. chim. phys. [3] **57**, 106, 1853.

3) Morton, Pogg. Ann. **155**, 551, 1875.

4) E. Goldstein, Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1901, S. 222.

5) Die mir mehrfach zugeschriebene Auffassung, daß die Kathodenstrahlen selbst Strahlen ultravioletten Lichtes seien, habe ich niemals geäußert oder gehegt.

6) Dabei würde vorläufig dahingestellt bleiben, ob nicht auch diese stoffliche Änderung eigentlich eine Wirkung ultravioletten Lichtes ist, das beim Aufprallen der Kathodenstrahlen entstände, und zwar von Licht, das noch viel kleinere Wellenlängen besitzt, als die Filterstrahlen.

Kathodenstrahlen einmal modifizierte Substanz auch in ultravioletten Strahlen, in denen sie sonst nur ein Vorspektrum lieferte, das Hauptspektrum zeigen.

Diese Vermutung hat sich mittels des Ultraviolettfilters bei allen daraufhin untersuchten Körpern bestätigt.

Durol (ein Tetramethylbenzol) z. B. gibt in den Filterstrahlen zunächst blaues Licht mit reinem Vorspektrum. Setzt man die Substanz den Kathodenstrahlen aus, so leuchtet sie zuerst ebenfalls blau mit reinem Vorspektrum; nach einiger Zeit geht die Leuchtfarbe in Grün über, und nun zeigt die Verbindung ihr Hauptspektrum, das aus einer im Rot beginnenden, im Grün bei λ 493 plötzlich abbrechenden Reihe von schmalen, dicht angeordneten Streifen besteht. Läßt man jetzt an Stelle der Kathodenstrahlen das ultraviolette Filterlicht einfallen, so erzeugt es deutlich das Hauptspektrum, und zwar kann man dies noch viele Stunden nach der durch die Kathodenstrahlen erfolgten Umwandlung hervorrufen. Die Verbindung, die vorher in den ultravioletten Strahlen blau leuchtete, gibt in ihnen nun deutlich grünes Licht.

Entsprechend konnte, nachdem einmal die Kathodenstrahlen das Hauptspektrum erzeugt hatten, das letztere auch durch ultraviolettes Licht hervorgerufen werden z. B. bei Duronitril, Paraxylol, Naphthalin, Kresolmethyläther, α-Methylindol. Beim Auftreten des Hauptspektrums in den Kathodenstrahlen geht die Leuchtfarbe dieser Körper aus Blau über in bzw. Grün, Grün, Gelb, Grün, Rot. Die Körper zeigen eine entsprechend geänderte Leuchtfarbe statt Blau dann auch in den Filterstrahlen. Analog läßt sich das Hauptspektrum an durch Kathodenstrahlen vorbestrahlten Portionen, und nur an solchen, in den Filterstrahlen auch hervorrufen bei Azenaphthen, Xanthen (Methylendiphenylenoxyd), Phenylessigsäure, β-Naphthol.

Die hier zum Versuche ausgewählten Verbindungen sind sämtlich Körper, welche sehr charakteristische Hauptspektren besitzen, deren Wiedererkennung leicht, und deren Verwechselung mit anderen Spektren ausgeschlossen ist. Neben der Ausmessung der hervortretendsten Maxima wurde überdies die Identität der an vorbestrahlten Substanzen durch die Filterstrahlen hervorgerufenen Spektren mit den Kathodenstrahlspektren auch noch in der Weise geprüft, daß man das Hauptspektrum an der modifizierten Substanz im Entladungsrohr durch Filterstrahlen hervorrief und dann nochmals die Erregung durch Kathodenstrahlen hinzutreten ließ. Die Koinzidenz ganzer Streifenreihen wurde dadurch unmittelbar augenfällig und überzeugend.

Der Wechsel zwischen Vorspektrum und Hauptspektrum beruht also nicht darauf, daß verschiedene Strahlenarten eine verschiedene Wirkung auf eine und dieselbe Substanz haben, sondern darauf, daß eine Verschiedenheit der Substanz eintritt; auf letztere aber üben die verschiedenen Strahlen dieselbe Wirkung aus.

Welcher Art ist nun die Änderung, die die Substanz in den Kathodenstrahlen erleidet?

Eine abschließende Beantwortung der Frage kann wohl noch nicht gegeben werden. Sollte es sich um die Entstehung neuer chemischer Verbindungen handeln, so würde die Einwirkung der Kathodenstrahlen auf die aromatischen Substanzen ein hohes Interesse in erster Reihe für die Chemie bieten. Denn es würden dann als Substrate der Hauptspektren zahllose neue Verbindungen der Chemie dargeboten sein, insofern jede aromatische Substanz, die überhaupt ein diskontinuierliches Hauptspektrum zeigt, ihr eigenes, mit keinem anderen identisches Spektrum liefert. Andererseits könnte gerade diese Tatsache es wahrscheinlicher machen, daß es sich nicht sowohl um chemische Zersetzungen, als vielleicht nur um Polymerisierungen oder um Änderungen nur physikalischer Natur handelt. Denn es wäre kaum wahrscheinlich, daß bei chemischen Umsetzungen so zahlreicher Substanzen nicht auch wiederholt dasselbe sekundäre Produkt bei verschiedenen Substanzen entstände. Man würde dann erwarten, entweder, daß entgegen den bisherigen Erfahrungen die Hauptspektren einer Anzahl Substanzen völlig miteinander übereinstimmten, oder, da es auch nicht wahrscheinlich ist, daß jedesmal nur ein spektral wirksames Zersetzungsprodukt entstände, wäre zu erwarten, daß das Hauptspektrum zahlreicher Substanzen aus Superpositionen verschiedener Hauptspektren bestände.

Hiervon hat sich bisher nichts wahrnehmen lassen.

Sollte es sich nur um mehr physikalische Modifikationen handeln, so liegt es vorläufig wohl am nächsten, die Erscheinung versuchsweise mit den von mir beschriebenen Nachfarben anorganischer und organischer Substanzen zu vergleichen, bei denen die Annahme der Entstehung von physikalischen Allotropien (Polymerien) mit geänderten Absorptionen anscheinend nicht zu vermeiden ist[1]). —

Nach dem Vorhergehenden ist es zweifellos, daß auch die vom Ultraviolettfilter durchgelassenen Strahlen die Hauptspektren erregen können.

Äußerlich erscheint die Wirkung beider Strahlungen in einer Beziehung noch nicht ab-

1) E. Goldstein, Ber. d. D. Chem. Ges. **36**, 1976, 1903.

solut identisch. Wenn die durch Kathodenstrahlen nach anfänglichem Blau grün-, gelb- oder rotleuchtend gewordenen Substanzen durch Filterstrahlen erregt werden, so ist ihr Grün, Gelb, Rot usw. stets etwas weniger gesättigt als unter den Kathodenstrahlen, und zwar stets in dem Sinne, wie es einer Beifügung von schwachem Blau entspricht. Dies hängt damit zusammen, daß durch die Kathodenstrahlen nur eine dünne Oberflächenschicht der Partikeln affiziert wird, während die Filterstrahlen auch ins Innere dringen und dort noch Blaulicht erregen.

Wenn eine Substanz in den ultravioletten Strahlen ein diskontinuierliches Spektrum liefern soll, so muß 1. diese Substanz gewisse Strahlen im Ultraviolett absorbieren können; 2. aber muß das erregende Licht auch Strahlen der betreffenden kleinen Wellenlänge, und zwar in hinreichender Intensität, enthalten. Man darf vermuten, daß das von den Kathodenstrahlen erregte ultraviolette Licht sehr kurze Wellenlängen in größerem Bereich und größerer Intensität enthält, als das vom Filter durchgelassene Licht: eine Annahme, die ohne weiteres einleuchtet, wenn man berücksichtigt, daß Uviolglas nur bis etwa λ 260 durchgängig ist, während in der von den Kathodenstrahlen veranlaßten Emission auch dünne Quarzblättchen einen schwarzen Schatten werfen.

Mit Rücksicht hierauf erscheint es auch denkbar, daß Substanzen existieren, deren Streifen selektiver Absorption tiefer im Ultraviolett liegen, als die kürzesten vom Filter noch durchgelassenen Strahlen. Derartige Substanzen würden dann zwar in den Kathodenstrahlen, nicht aber in den das Filter passierenden Strahlen ein diskontinuierliches Spektrum geben. Objektiv zeigen ein solches Verhalten ihrer Emission z. B. die Mesitylensäure und das Benzoesäureanhydrid, deren diskontinuierliche Kathodenstrahlspektren ich schon früher beschrieben habe.

Auch bei anderen Substanzen zeigt sich ein Verhalten der Filterstrahlen, das unzweifelhaft damit zusammenhängt, daß das Uviolglas für sehr kurze Wellenlängen nicht durchlässig ist. Es war mir z. B. nicht möglich, an den Alkalisalzen in den Filterstrahlen Nachfarben hervorzurufen. Daß solche Nachfarben aber durch hinreichend kurzwellige optische Strahlen erzeugt werden können, haben meine früheren Versuche gezeigt, bei denen diese Nachfarben durch Flaschenfunken in kürzester Zeit hervorgerufen wurden, sowohl an freiliegenden Salzen wie an Salzproben, die durch Quarzplatten gedeckt waren. —

Neben der Untersuchung der im vorhergehenden berührten Punkte hatte ich bei der Benutzung des Ultraviolettfilters hauptsächlich noch eine zweite Aufgabe im Auge: die Erleichterung photographischer Aufnahmen für die hier betrachteten Spektren gegenüber den auf diesem Gebiete bisher verwendeten Methoden. In der Tat liegt es sehr nahe, zunächst für die in den Kathodenstrahlen vielfach leicht vergänglichen Vorspektren und Lösungsspektren auch bei der photographischen Fixierung die Erregung durch die Filterstrahlen heranzuziehen, bei denen für die photographische Aufnahme die geringere Intensität durch die Möglichkeit von Daueraufnahmen reichlich kompensiert wird. Auch hier haben sich die Erwartungen nach mehreren Richtungen bestätigt.

Eine nähere Beschreibung des Verfahrens und seiner Ergebnisse behalte ich einer besonderen Mitteilung vor. —

Mit Dank erwähne ich, daß auch für die vorstehende Untersuchung von der Jagor-Stiftung mir gewährte Mittel benutzt werden konnten.

(Eingegangen 20. Mai 1911.)

Halbschatteninterferometer.
(Half Shade Interferometers.)

Von C. A. Skinner und L. B. Tuckerman jr.

In verhältnismäßig neuester Zeit sind zwei Arbeiten, eine von Pokrowski[1]), die andere von Cotton[2]), veröffentlicht worden, in denen die Verfasser Mittel erwogen haben, die Empfindlichkeit des Interferometers zu steigern. Pokrowski lenkt die Aufmerksamkeit auf die Tatsache, daß die Mittel, über die wir verfügen, um polarisiertes Licht zu analysieren, weit empfindlicher sind, als unsere Mittel zur Messung der Verschiebung der Interferenzbanden. Er hat deshalb eine Interferometerform vorgeschlagen, die aus diesem Umstande Nutzen zieht. Cotton schlägt, unabhängig von ihm, ein mögliches Interferometer vor, welches dasselbe Prinzip verkörpert; er zieht aber ein Instrument vor und arbeitet gegenwärtig daran, das einfach das photometrische Prinzip des Halbschattens benutzt.

Da die Schreiber dieser Arbeit sich seit zwei Jahren mit dem Entwurf und der Herstellung eines Interferometers beschäftigen, das im Typus den obengenannten ähnelt, so dürfte es wohl an der Zeit sein, die Vorzüge der einzelnen vorgeschlagenen Instrumente und ihre theoretische Empfindlichkeit zu erörtern und

1) S. Pokrowski, Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. **42**, Phys. T., 43–55. 1910.
2) A. Cotton, C. R. **152**, 131–133, 1911.

eine kurze Zusammenfassung über die Ergebnisse zu geben, die sie mit ihrer Instrumentform bisher erzielt haben.

Abgesehen von der Aussicht auf die Herstellung eines befriedigenden Instrumentes ist die interessanteste Tatsache, die aus der folgenden Erörterung hervorgeht, die, daß die theoretische Empfindlichkeit aller praktischen Instrumente, die von der Halbschattenmethode Gebrauch machen, dieselbe ist. Unter den günstigsten Bedingungen würden wir daher mit einem Halbschatteninterferometer eine Messungsgenauigkeit von $\frac{1}{10000}$ bis $\frac{1}{20000}$ Wellenlänge erhalten; das ist die Genauigkeit, die in der Praxis mit dem elliptischen Halbschattenapparat von Brace im hiesigen Institut erreicht wird[1]).

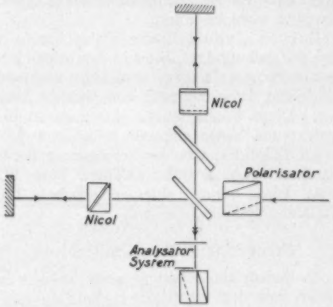
Vorgeschlagene Instrumente.

a) Zwei gleiche Doppelspatplatten mit parallelem Azimut sind zwischen einem Polarisationsnicol und einem Halbschattenanalysator angeordnet[2]). Der Doppelspat zerlegt das Licht in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlenbündel, und diese werden von der zweiten Platte wieder vereinigt. Diese beiden Strahlenbündel bilden die Arme des Interferometers.

b) Das Licht, das in ein Zehndersches Interferometer eintritt, wird durch ein Nicol polarisiert, dessen Polarisationsebene entweder in der Einfallsebene liegt oder senkrecht zu dieser[3]). In den einen Arm des Interferometers ist entweder eine senkrecht zur Achse geschnittene Quarzplatte eingesetzt, welche die Polarisationsebene um 90° dreht, oder derselbe Zweck wird durch eine unter 45° gegen die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes gestellte Halbwellenlängenplatte erreicht. Bei einem Michelsonschen Interferometer benutzt man statt dessen eine Viertelwellenlängenplatte (das Licht kehrt dann durch die Viertelwellenlängenplatte zurück und durchläuft somit in Wirklichkeit eine Halbwellenlängenplatte)[4]). Das austretende Licht wird durch ein elliptisches Halbschattensystem analysiert.

c) Ein Michelsonsches (oder ein anderes) Interferometer wird in der Weise abgeändert, daß einer seiner Endspiegel in zwei Teile zerlegt wird, von denen der eine ein wenig vor dem andern steht[1]). Dieser Spiegel bildet die Halbschattenvorrichtung des Systems.

d) Das Instrument, das wir hier beschreiben, und mit dessen Vollendung wir augenblicklich beschäftigt sind (siehe Figur), läßt sich bei jeder Interferometerform mit zwei hinlänglich getrennten Luftwegen anwenden. Wir wollen es in der Form beschreiben, wie es bei einem Michelsonschen Interferometer angewandt wird.



Das einfallende Licht wird durch ein Nicol polarisiert. In die beiden Arme des Interferometers sind zwei Polarisationsprismen mit sorgfältig bearbeiteten Flächen gestellt, deren Polarisationsebenen in der Einfallsebene des auf die Interferometerplatten auftreffenden Lichtes bzw. senkrecht zu dieser liegen. Das austretende Licht besteht aus zwei senkrecht zueinander polarisierten Strahlenbündeln, die miteinander interferieren und elliptisch polarisiertes Licht bilden, das mittels elliptischen Halbschattenapparates und Kompensators nach Brace analysiert wird. Durch Verändern des Azimutes des Polarisatornicols erreicht man leicht gleiche Intensität der beiden interferierenden Strahlenbündel.

Allgemeine Methoden, über die wir verfügen.

Alle diese Instrumente sind Spezialfälle zweier von den drei Typen, die uns theoretisch für die Anwendung des Halbschattenprinzips auf das Interferometer zu Gebote stehen.

Erster Typus: Dieser Typus verwendet ein „Interferometer-Halbschattensystem". Ein Interferometer-Halbschattensystem besteht aus irgendeiner in den einen Arm des Interferometers ein-

1) Die überschlägliche Rechnung von Brace (Phys. Rev. **18**, 85, 1904), die zu einer Genauigkeit von $\frac{1}{34000}$ Wellenlänge führt, ist anscheinend eine ungültige Schätzung gewesen.

2) A. Cotton, a. a. O. und M. Brillouin, C. R. **137**, 786—787, 1903.

3) S. Pokrowski, a. a. O.

4) Pokrowski kompliziert diese Anordnung unnötigerweise durch die Einführung einer drehenden Platte.

1) A. Cotton, a. a. O.

geschalteten Vorrichtung, welche das Feld in zwei Hälften mit geringer Verzögerung gegeneinander teilt. Bei diesem Typus kann man unpolarisiertes Licht anwenden.

Zweiter Typus: Dieser Typus benutzt die Umwandlung des Lichtes in den beiden Interferometerarmen in zwei entgegengesetzt gleiche, zirkular polarisierte Strahlenbündel. Diese Strahlenbündel interferieren beim Austritt und bilden eben polarisiertes Licht, dessen Polarisationsazimut von der Verzögerung der beiden Arme gegeneinander abhängt. Dieses Azimut wird mittels eines Halbschattenpolarimeters (Lippich, Laurent usw.) bestimmt.

Dritter Typus: Dieser Typus beruht auf der Umwandlung des Lichtes in den beiden Interferometerarmen in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlenbündel von gleicher Amplitude. Diese Strahlenbündel interferieren beim Austritt und bilden elliptisch polarisiertes Licht, dessen Elliptizität von der Verzögerung der beiden Arme gegeneinander abhängt. Diese Elliptizität wird mittels eines elliptischen Halbschattenanalysators bestimmt.

Theoretische Empfindlichkeit.

In jedem Halbschattensystem werden zwei Felder von der Intensität I_1 bzw. I_2 miteinander verglichen. Setzen wir

$$\Delta I = \frac{1}{2}(I_1 - I_2)$$

und

$$I = \frac{1}{2}(I_1 + I_2),$$

so ist die Bedingung für die Beobachtung von Intensitätsgleichheit[1]):

$$\frac{\Delta I}{I} > \frac{1}{2} f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots), \qquad (1)$$

wo $f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots)$ die photometrische Funktion ist und $\alpha, \beta, \gamma \ldots$ Konstanten sind, die von der Schärfe der Trennungslinie zwischen den beiden Feldhälften, sowie der Parallelität und der Reinheit des (als monochromatisch vorausgesetzten) Lichtes und anderen zufälligen Faktoren abhängen. Wir benutzen hier die Halbschattenanordnung, um die Verzögerung φ zwischen den beiden Interferometerwegen zu bestimmen.

Gehen wir von einer vollkommenen Abgleichung

$$\Delta I = 0$$

aus, und verändern wir φ innerhalb der Grenzen einer beobachteten Gleichheit, so ist die größte Änderung, oder der größte Fehler von φ, $\delta\varphi$, der mit einer beobachteten Gleichheit verträglich ist, durch die Gleichung

$$\delta\varphi = \frac{1}{2} \frac{f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots)}{\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\frac{\Delta I}{I}\right]_{\Delta I = 0}} \qquad (2)$$

gegeben. $\frac{\Delta I}{I}$ muß dann notwendig für jede der drei obengenannten Typen bestimmt werden.

Erster Typus. Zwei kohärente ebene Wellen von gleicher Intensität[1]) und gleicher Polarisation mit einer Phasenverzögerung φ gegeneinander werden zur Interferenz gebracht. Die eine dieser Wellen, die aus dem Interferometer-Halbschattensystem austritt, hat eine Phasenverzögerung erlitten, die wir zweckmäßig für die beiden Feldhälften durch $\vartheta - \varepsilon$ bzw. $\vartheta +$ ausdrücken können. Dann können wir die Intensitäten der beiden Hälften, wie sie der Beobachter sieht, in der Form

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= C \sin^2 \frac{1}{2}(\varphi + \vartheta - \varepsilon) \\ \text{und} \\ I_2 &= C \sin^2 \frac{1}{2}(\varphi + \vartheta + \varepsilon) \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

erhalten.

Zweiter und dritter Typus. Zwei senkrecht zueinander polarisierte ebene Wellen[2]) mit den Amplituden O und E und einer Phasenverzögerung φ gegeneinander werden zur Interferenz gebracht. Das resultierende elliptisch polarisierte Licht läßt sich passend durch Größen darstellen, die durch die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{P}_0 &= \frac{1}{2}(O^2 + E^2), \\ \boldsymbol{Q}_0 &= \frac{1}{2}(O^2 - E^2), \\ \boldsymbol{K}_0 &= O E \cos\varphi, \\ \boldsymbol{S}_0 &= O E \sin\varphi \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

definiert sind[3]). Nach dem Durchgange durch eine Reihe von $(n-1)$ ebenen parallelen doppeltbrechenden oder drehenden Platten und der Analyse durch ein Nicol wird die austretende Intensität durch

$$\left.\begin{aligned} I_n = \boldsymbol{P}_n + \boldsymbol{Q}_n = \boldsymbol{P}_0 + (Q_0, Q_n)\boldsymbol{Q}_0 + \\ + (K_0, Q_n)\boldsymbol{K}_0 + (S_0, Q_n)\boldsymbol{S}_0 \end{aligned}\right| \qquad (5)$$

gegeben[4]), wo (Q_0, Q_n), (K_0, Q_n) und (S_0, Q_n)

1) L. B. Tuckerman jr., Univ. of Nebraska Studies 9, 203—204, 1909.

1) Ein Intensitätsunterschied zwischen den beiden interferierenden Wellen hat die Wirkung nichtkohärenten Nebenlichtes, indem er die Empfindlichkeit des Systems herabsetzt. Er wird deshalb vermieden.

2) Durch Einschalten einer Viertelwellenlängenplatte in ihre Bahn unter 45° gegen ihre Polarisationsebene werden sie in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Strahlenbündel verwandelt.

3) L. B. Tuckerman jr., a. a. O., S. 168.

4) L. B. Tuckerman jr., a. a. O., S. 163.

Koeffizienten sind, die von der Anordnung der Platten und dem Azimut des Analysatornicols abhängen und der Gleichung

$$(Q_0, Q_n)^2 + (K_0, Q_n)^2 + (S_0, Q_n)^2 = 1$$

genügen[1]). Setzen wir die Werte für $\boldsymbol{P}_0$, $\boldsymbol{Q}_0$, $\boldsymbol{K}_0$ und $\boldsymbol{S}_0$ aus Gleichung (4) in Gleichung (5) ein, so erhalten wir die Gleichung

$$I_n = \frac{1}{2}(O^2 + E^2) + \frac{1}{2}(O^2 - E^2)(Q_0, Q_n) + + O E \cos\varphi \cdot (K_0, Q_n) + O E \sin\varphi (S_0, Q_n),$$

die wir in der Form

$$I_n = \frac{1}{2}(O^2 + E^2) + \frac{1}{2}(O^2 + E^2)\cos 2a + + O E \sin 2a \cos(\varphi + \eta)$$

schreiben können. Hier ist

$$\sin 2a = \sqrt{(K_0, Q_n)^2 + (S_0, Q_n)^2}$$

und

$$\operatorname{tang}\eta = -\frac{(S_0, Q_n)}{(K_0, Q_n)}.$$

Schreiben wir

$$\cos 2a = 2\cos^2 a - 1 = 1 - 2\sin^2 a$$

und

$$\cos(\varphi + \eta) = 2\cos^2\frac{1}{2}(\varphi + \eta) - 1,$$

und ziehen wir die Glieder zusammen, so erhalten wir:

$$I_n = (O\cos a - E\sin a)^2 + + 2OE\sin 2a\cos^2\frac{1}{2}(\varphi + \eta) = = (O\cos a - E\sin a)^2 + + 2OE\sin 2a\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \eta'),$$

wo

$$\eta' = \eta + \frac{\pi}{2}$$

ist.

Ein elliptisches Halbschattenanalysatorsystem kann man im allgemeinen ansehen[2]) als bestehend aus zwei solchen Reihen von Platten und Analysator, die nebeneinanderliegen und wenig voneinander verschieden sind. Bezeichnen wir die Konstanten der einzelnen Reihen durch die Indizes 1 und 2, und schreiben wir:

$$\eta'_1 = \vartheta - \varepsilon$$

und

$$\eta'_2 = \vartheta + \varepsilon,$$

so können wir die Intensitäten der beiden Feldhälften, wie sie dem Beobachter erscheinen, durch

$$I_1 = (O\cos a_1 - E\sin a_1)^2 + + 2OE\sin 2a_1\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta - \varepsilon)$$

bzw.

$$I_2 = (O\cos a_2 - E\sin a_2)^2 + + 2OE\sin 2a_2\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta + \varepsilon)$$

darstellen[1]), wo O und E die Amplituden der beiden interferierenden Wellen und a_1, a_2, ϑ und ε von der Einstellung des benutzten Halbschattensystems abhängige Konstanten sind. Die von φ unabhängigen Glieder $(O\cos a_1 - E\sin a_1)^2$ und $(O\cos a_2 - E\sin a_2)^2$ haben den Effekt weiteren nichtkohärenten Lichtes und verringern die Empfindlichkeit des Systems. Jedes praktische System wird daher so eingestellt, daß

$$a_1 = a_2$$

und

$$O\cos a_1 = E\sin a_1$$

wird. Bei dieser Einstellung sind, wenn wir

$$C = 2OE\sin 2a_1 = 2OE\sin 2a_2$$

schreiben, die Intensitäten der beiden Feldhälften durch

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= C\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta - \varepsilon) \\ \text{bzw.}\quad I_2 &= C\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta + \varepsilon) \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

gegeben. Das sind dieselben Gleichungen, wie wir sie für den ersten Typus erhalten haben. Es besteht also kein theoretischer Unterschied in der Empfindlichkeit zwischen den drei allgemeinen Halbschatteninterferometertypen, und die folgende Erörterung ist für alle drei Typen gültig.

Aus den Gleichungen (3) ergibt sich:

$$\Delta I = \frac{1}{2}C\left[\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta - \varepsilon) - \sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta + \varepsilon)\right]$$

und

$$I = \frac{1}{2}C\left[\sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta - \varepsilon) + \sin^2\frac{1}{2}(\varphi + \vartheta + \varepsilon)\right].$$

Die Bedingung für die Gleichheit,

$$\Delta I = 0,$$

ergibt:

$$\varphi + \vartheta = 0$$

oder

$$\varphi + \vartheta = \pi.$$

1) L. B. Tuckerman jr., a. a. O., S. 171.

2) Der Zehndersche Halbschattenapparat mit Rauchglas (L. Zehnder, Ber. d. D. Phys. Ges. **2**, 337—339, 1904; Ann. d. Phys. (4) **26**, 985—997, 1908) bildet eine Ausnahme, aber es läßt sich leicht beweisen, daß seine Empfindlichkeit die Hälfte von jener der gebräuchlichen Formen beträgt.

1) Für Systeme mit einem unsymmetrischen Lichtverlust durch Reflexion, wie für den Lippichschen Halbschattenapparat oder für den Braceschen empfindlichen Streifen, erfordern diese Gleichungen eine kleine Korrektion. Dadurch werden indessen die Formeln für die Empfindlichkeit nur um zu vernachlässigende Glieder von der zweiten Ordnung kompliziert.

Es gibt also im allgemeinen zwei Intensitäten, bei denen man eine Abgleichung erhält. Nennen wir die größere von ihnen I_{max} und die kleinere I_{min}, so finden wir:

$$I_{max} = C \cos^2 \frac{1}{2} \varepsilon$$

und

$$I_{min} = C \sin^2 \frac{1}{2} \varepsilon,$$

vorausgesetzt, daß $0^0 < \varepsilon < 45^0$ ist (für $45^0 < \varepsilon < 90^0$ ist es umgekehrt). Setzen wir diese Werte in die Gleichung (2) ein, so finden wir für die Minimum-Abgleichung (und diese ist die empfindlichere von beiden):

$$\left.\begin{aligned} \delta\varphi = \frac{1}{2} \frac{\sin {}^1/_2 \varepsilon}{\cos {}^1/_2 \varepsilon} f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots) = \\ = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{I_{min}}{I_{max}}} \cdot f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots). \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

In der vorstehenden Erörterung haben wir angenommen, daß die Halbschattenfelder von nicht interferierendem zerstreuten Nebenlicht frei sind. Wir können also schließen:

Bei Abwesenheit von Nebenlicht ist der größte mögliche Fehler bei der Messung der Phasenänderung mittels eines richtig eingestellten Halbschatteninterferometers (abgesehen von zufälligen Faktoren, welche die Photometerfunktion beeinflussen) nur von dem Intensitätsverhältnis zwischen der durch Phasenänderung erhaltenen Minimumabgleichung und Maximumabgleichung abhängig und der Quadratwurzel dieses Verhältnisses proportional.

Wenn beim ersten Typus die Schwingungsamplituden in den beiden Armen ungleich sind, oder wenn beim zweiten oder dritten Typus die als zirkular oder eben polarisiert angenommenen Wellen elliptisch sind, oder wenn bei irgendeinem Typus infolge mehrfacher oder diffuser Reflexion im Interferometer nicht interferierendes Nebenlicht die Felder der Halbschattenvorrichtung erreicht, so wird die Empfindlichkeit vermindert werden. Wenn das der Fall ist, können wir schreiben:

$$I_1' = I_1 + I_1''$$

und

$$I_2' = I_2 + I_2'',$$

wo I_1' und I_2' die Gesamtintensitäten der beiden Feldhälften, I_1 und I_2 die Intensitäten der interferierenden Wellen und I_1'' und I_2'' die Intensitäten des nicht interferierenden Lichtes sind, welch letzteres polarisiert sein kann oder nicht. I_1 und I_2 sind Funktionen von φ, I_1'' und I_2'' aber nicht. Mit analoger Bezeichnung erhalten wir dann:

$$\Delta I' = \Delta I + \Delta I''$$

und

$$I' = I + I'',$$

wo für eine Abgleichung

$$\Delta I' = \Delta I + \Delta I'' = 0$$

gilt; dann ist

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\frac{\Delta I'}{I'}\right]_{\Delta I' = 0} = \frac{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = -\Delta I''}}{I + I''} =$$

$$= \frac{[I]_{\Delta I = 0}}{[I + I'']_{\Delta I' = 0}} \cdot \frac{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = -\Delta I''}}{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = 0}} \cdot \frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\frac{\Delta I}{I}\right]_{\Delta I = 0}$$

und ergibt für den größten möglichen Fehler von φ, der mit einer beobachteten Abgleichung bei Gegenwart von Streulicht verträglich ist:

$$\left.\begin{aligned} \delta'\varphi = \frac{1}{2} \frac{[I + I'']_{\Delta I' = 0}}{[I]_{\Delta I = 0}} \cdot \frac{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = 0}}{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = -\Delta I''}} \cdot \\ \cdot \sqrt{\frac{I_{min}}{I_{max}}} \cdot f(I + I'', \alpha, \beta, \gamma, \ldots). \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Da die Photometerfunktion mit zunehmender Intensität oberhalb eines gewissen Mindestwertes nur sehr wenig abnimmt, so können wir ohne merklichen Fehler schreiben:

$$f(I + I'', \alpha, \beta, \gamma, \ldots) = f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots),$$

dann ist:

$$\delta'\varphi = \frac{1}{2} \frac{[I + I'']_{\Delta I' = 0}}{[I]_{\Delta I = 0}} \cdot \frac{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = 0}}{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = -\Delta I''}} \cdot$$

$$\cdot \sqrt{\frac{I_{min}}{I_{max}}} \cdot f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots),$$

und da ΔI eine Sinusfunktion von φ ist, so ist $\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]$ ein Maximum für $\Delta I = 0$, und der Faktor

$$\frac{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = 0}}{\frac{\partial}{\partial\varphi}[\Delta I]_{\Delta I = -\Delta I''}} < 1 \quad (8)$$

ist, so können wir aus den Formeln (8) und (9) schließen, daß

der mögliche Fehler bei der Messung der Phasenänderung mittels eines Halbschatteninterferometers durch das Hinzutreten von Nebenlicht mindestens ebenso rasch zunimmt wie das Verhältnis zwischen der wirklichen Intensität bei der Abgleichung und der Intensität, die

bei der Abgleichung herrschen würde, wenn kein Nebenlicht vorhanden wäre.

Wahl des Instrumentes.

Ein Halbschatteninterferometer für richtigen praktischen Gebrauch sollte folgende Vorzüge haben:

a) Der Faktor $\frac{[I + I'']_{\Delta I' = 0}}{[I]_{\Delta I = 0}}$ (siehe Gleichung (7)) sollte möglichst auf einen Mindestwert 1 herabzusetzen sein. Aus diesem Grunde muß man alle mehrfachen und diffusen Reflexionen vermeiden, und beim ersten Typus muß das Intensitätsverhältnis der interferierenden Strahlen leicht auf Gleichheit einzustellen sein. Gleiche Intensität der interferierenden Strahlen ist auch bei den beiden anderen Typen vorteilhaft, denn dadurch wird die Ermittelung von φ erleichtert und die Umständlichkeit der Messung etwas vermindert; sie ist aber nicht notwendig, wie beim ersten Typus.

b) Der Faktor $\sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}$ muß leicht auf ein Minimum für $\sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}} \cdot f(I, \alpha, \beta, \gamma \ldots)$ einzustellen sein. Da sich dieses günstigste Verhältnis innerhalb weiter Grenzen ändern kann, zumal wenn absorbierende Medien zu untersuchen sind, so ist ein justierbarer Halbschattenapparat sehr wünschenswert.

c) Die Trennungskante des Halbschattenapparates muß möglichst vollkommen sein, um einen verhältnismäßig niedrigen Wert für $f(I, \alpha, \beta, \gamma, \ldots)$ zu liefern.

d) Das Instrument sollte möglichst für alle Teile des Spektrums brauchbar sein, ohne für jede zu untersuchende Wellenlänge eine besondere Herrichtung einzelner Teile zu erfordern.

e) Das Feld sollte möglichst gleichmäßig sein, offenbar die am schwersten erfüllbare Bedingung.

Erster Typus. Instrumente vom ersten Typus (z. B. das Cottonsche Interferometer-Halbschattensystem) haben folgende Nachteile: Es scheint kein bequemes Verfahren zur Einstellung des Intensitätsverhältnisses zwischen den beiden Armen zu geben. Die einzige bisher vorgeschlagene ausführbare Methode, eine richtig abgepaßte Halbversilberung[1]), bietet recht große technische Schwierigkeiten, und selbst, wenn sie für einen Teil des Spektrums befriedigend gestaltet sein würde, wäre sie es nicht für andere. Es würde beim Zehnderschen Interferometertypus möglich sein, das Verhältnis zwischen den beiden Intensitäten dadurch zu verändern, daß man die rechteckige Bahn der Lichtstrahlen in eine rhombische verwandelte, aber das würde, falls es überhaupt ausführbar ist, sehr mühsam sein. Wie Cotton bemerkt hat, ist die Herstellung eines befriedigenden Interferometer-Halbschattenapparates sehr schwierig; die Herstellung eines justierbaren scheint unmöglich zu sein.

Zweiter Typus. Ein Instrument vom zweiten Typus (mit Verwendung zirkular polarisierten Lichtes) ist bisher noch nicht vorgeschlagen worden. Es läßt sich schwer vorstellen, wie man ein solches bauen könnte, um die Störungen zu vermeiden, die durch die Änderung der Phasen gegeneinander an der Trennungsplatte verursacht werden würden, ohne das Instrument dadurch tatsächlich in ein solches vom dritten Typus zu verwandeln.

Dritter Typus. Die von Pokrowski vorgeschlagenen Instrumente vom dritten Typus haben folgende Nachteile: Es ist kein bequemes Verfahren vorgesehen, das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlenbündel zu justieren. Das ist nicht so wichtig wie beim ersten Typus, aber es ist eine Unzuträglichkeit. Die Viertelwellenlängenplatten und die Quarzplatten, die erforderlich sind, müssen für jede einzelne zu untersuchende Wellenlänge besonders hergerichtet werden.

Das von Brillouin vorgeschlagene Instrument in der von Cotton abgeänderten Form hat den Nachteil, daß äußerst dicke Doppelspatplatten erforderlich sind, um eine passende Trennung der Strahlenbündel zu gewährleisten, und das Instrument müßte durch Einführung von mindestens vier Spiegeln umgestaltet werden, damit es für Messungen brauchbar würde, die eine weite Trennung verlangen.

Beim Entwurf unseres Instrumentes haben wir uns bestrebt, alle diese Schwierigkeiten nach Möglichkeit zu vermeiden, und es ist uns gelungen, die meisten von ihnen zu beseitigen. Mehrfache Reflexionen sind dadurch vermieden worden, daß wir die Interferometerplatten statt planparallel keilförmig gemacht haben, und daß wir andere optische Flächen unter genügender Neigung gegen die Strahlen angebracht haben. Das Intensitätsverhältnis der beiden interferierenden Strahlen ist durch Drehung des Polarisatorprismas leicht zu regulieren. Durch die Verwendung des Braceschen elliptischen Halbschattenapparates zur Analyse des austretenden Lichtes haben wir einen leicht einstellbaren Halbschattenapparat mit einer sehr vollkommenen Trennungskante. Schließlich erfordert das Instrument keine Einstellung auf Wellenlängen, abgesehen von einer geringen Drehung der Inter-

1) S. Pokrowski, a. a. O.

ferometerschraube oder einer Drehung des Kompensators zur Einstellung der richtigen Intensität. In seiner Grundform, wie wir es angegeben haben, ist es direkt für die Untersuchung der absoluten Verzögerung eben polarisierten Lichtes im elektrischen oder magnetischen Felde brauchbar. Für die Untersuchung zirkular polarisierten Lichtes wird noch die Einführung von Viertelwellenlängenplatten erforderlich sein. Diese werden dann natürlich für jede zu untersuchende Wellenlänge besonders anzupassen sein.

Vorläufige Versuche.

Zur Verwendung in den Interferometerarmen wählten wir zuerst Glansche Luftnicols, weil deren Länge leicht auf Gleichheit justiert werden konnte. Nachdem wir das Instrument mit einem Paar Nicols aufgestellt hatten, das wir vorrätig hatten, fanden wir, daß ihre Flächen so gekrümmt waren, daß sie eine äquivalente Brennweite von ungefähr 21 m ergaben. Die resultierenden Interferenzbanden waren zu schmal und ließen sich durch keinerlei Justierung verbreitern. Nach Neugestaltung des Nicols erhielten wir bessere Ergebnisse, aber die Banden waren immer noch zu schmal. Ein besonders für diesen Zweck hergestelltes Paar Nicols lieferte ein viel besseres Feld, mit dem wir Halbschattenbedingungen verwirklicht haben, doch waren die Banden immer noch zu eng, um eine befriedigende Empfindlichkeit zu ergeben. Wir haben auch Polarisatoren versucht, die aus einer in einer Schwefelkohlenstoffzelle montierten dünnen Doppelspatplatte bestanden, wo die Zellenden Interferometerplatten waren. Für eine Wellenlänge in der Nähe der *D*-Linie, wo der Index der Flüssigkeit dem gewöhnlichen Index des Doppelspates gleich war, gaben diese ein ziemlich gleichförmiges und befriedigendes Feld, aber die Krümmung der Platten war zu groß, um überall im Spektrum gute Ergebnisse zu liefern.

Die bisher geleistete Arbeit lehrt, daß der Erfolg des Instrumentes von der Möglichkeit abhängt, Polarisationsprismen mit hinreichend ebenen Flächen zu erhalten, oder, wenn das nicht zu erreichen ist, hinreichend planparallele Doppelspatstreifen zu erhalten, die ein genügend gleichförmiges Feld für gute photometrische Empfindlichkeit zu liefern vermögen.

Es werden natürlich noch kleinere technische Schwierigkeiten zu überwinden bleiben, wie Temperaturregulierung, Erschütterungsfreiheit usw., aber trotzdem die Empfindlichkeit des Instrumentes außergewöhnliche Vorsichtsmaßregeln erfordern wird, sind das keine unüberwindlichen Schwierigkeiten, wenn das schwierigere Problem befriedigender Polarisatoren gelöst ist.

Zurzeit lassen wir Glansche Nicols mit vollkommeneren Flächen anfertigen, und wir hoffen, daß mit ihnen die Herstellung eines befriedigenden Instrumentes möglich sein wird.

The Brace Laboratory of Physics, Universität Nebraska, Lincoln, im April 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. April 1911.)

Versuche zu der Arbeit von Herrn Wood: Eine neue strahlende Emission seitens des Funkens.

Von W. Steubing.

Mit 2 Tafeln (XI/XII).

Vor einiger Zeit hat Herr Wood[1]) unter obigem Titel die Resultate einer Untersuchung mitgeteilt, die aus folgenden zwei Gründen besonders interessant erscheinen. — Erstens lassen sich die von Herrn Wood beobachteten Phänomene nicht in befriedigender Weise mit den zwei angeführten Erklärungsmöglichkeiten in Einklang bringen, nämlich daß es sich entweder um Fluoreszenzerregung durch das äußerste kurzwellige Aluminiumlicht handle, oder daß es nur eine Zerstreuungserscheinung des Funkenlichts sei. Zweitens ist bemerkenswert, daß Herr Wood bei der spektralen Aufnahme der Emission in Luft das sogenannte „Wasserdampfbandenspektrum" erhielt, dessen Auftreten in gewöhnlicher Luft bei Funkenentladungen bisher unbekannt war. — Dies Spektrum wurde vom Verfasser auf Grund einer früheren Spektraluntersuchung in Entladungsröhren[2]) dem einatomigen Sauerstoff zugeschrieben, eine Folgerung, deren Richtigkeit kürzlich von Herrn Kayser[3]) mit besonderem Hinweis auf diese Arbeit von Herrn Wood bestritten wurde.

Zur Untersuchung der Emission schien es zunächst zweckmäßig, unter möglichst gleichen Bedingungen in gleicher Anordnung wie Herr Wood zu arbeiten. Leider war dies nur in beschränktem Grade möglich, da nähere Angaben Woods über die Versuchsbedingungen, so über die Größenverhältnisse des Funkengefäßes, über die Stromquelle, nämlich über die Größe der Kapazität und über die verwendeten Stromstärken, sowie endlich über die bei den Spektralaufnahmen erforderlichen Expositionszeiten fehlen.

Verwendet wurde bei allen folgenden Versuchen ein Funkengefäß mit aufschraubbarer

1) Diese Zeitschr. **11**, 823, 1910.
2) Ann. d. Phys. **33**, 553, 1910.
3) Ann. d. Phys. **34**, 498, 1911.

Gaskammer, das in Form und Material dem von Herrn Wood beschriebenen nachgebildet war (vergl. folgende von Herrn Woods Arbeit übernommene Figur). Die Dimensionen sind nachstehend angegeben:

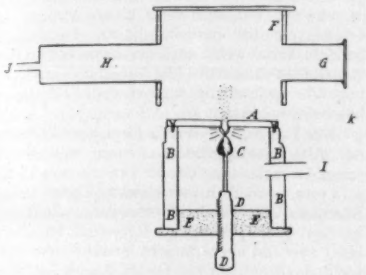


Fig. 1.

Dicke der Aluminiumscheibe A 3,5 mm; Weite des Bohrlochs 1,5 mm; Höhe (lichte) des unteren Messingzylinders B 51 mm; Durchmesser (innerer) des unteren Messingzylinders B 56 mm; innere Höhe 44 mm und Durchmesser 59 mm des oberen Glasgefäßes F; Durchmesser und Länge der Ansatzrohre:

H	20 mm	76 mm,
G	20 mm	34 mm.

G war durch eine 1,5 mm dicke Quarzplatte verschlossen. —

Als Stromquelle für die Aluminiumfunkenstrecke CA diente ein großes Induktorium, das mit schwachem Primärstrom (ca. 1—2 Amp., soweit nicht anders bemerkt) unter Benutzung eines Turbinenunterbrechers betrieben wurde. Bei den meisten Versuchen — falls nicht besonders angegeben — war eine mittelgroße Leidener Flasche der Funkenstrecke parallel geschaltet.

Zu den direkten Aufnahmen des Emissionslichtes aus der Funkenkammer wurde eine photographische Kamera mit Quarzflußspatachromat (Brennweite 16 cm, Öffnungsverhältnis $F:10$) verwendet. Die reproduzierten Photographien sind sämtlich in natürlicher Größe wiedergegeben.

Zu den spektralen Aufnahmen diente ein Quarzspektrograph nach Gehrcke und Reichenheim[1]).

I. Direkte Aufnahmen der Emission ohne spektrale Zerlegung.

Alle Aufnahmen — benutzt wurden Platten von Hauff und Agfa extrarapid — wurden mit Rodinal 1:10 genau 5 Minuten in stets frischem Entwickler bei gleicher Temperatur (16°) entwickelt.

Die photographische Kamera wurde nach Herrn Woods Angabe so eingestellt, daß direktes Licht aus dem Funken nicht in die Kamera fiel, bzw. daß der obere Objektivrand etwas unterhalb der durchbohrten Aluminiumscheibe A sich befand. — Die Funkenlänge wurde reguliert, so daß kein sichtbarer Teil der Aureole aus der Funkenkammer getrieben wurde. Die Stromstärke wurde niedrig gewählt, um allzu starke Erwärmung des Funkengefäßes zu vermeiden. Von zwei anfänglichen Aufnahmen abgesehen, wurden sämtliche Aufnahmen bei Verwendung der aufgeschraubten Kammer F durch das Quarzfenster erhalten. Die Aufnahmen zeigen infolgedessen, wie bei Herrn Wood Fig. 2d, den oberen Rand des Ansatzrohrs in reflektiertem Funkenlicht. Das Aussehen der Emission unter den angegebenen Strombedingungen nach einer Expositionszeit von 5 Minuten läßt die Tafel Fig. 2a u. ff. erkennen. [Zum Vergleich sei bemerkt, daß Herr Wood seine direkten Aufnahmen mit einem Quarzobjektiv von beinahe gleicher Brennweite, aber annähernd doppelter Lichtstärke ($F:7{,}5$ gegen $F:10$) mit einer Exposition von 1 bis 2 Minuten erhielt. Ein genauer Vergleich ist wegen inkomparablen Funkenbedingungen natürlich undurchführbar.]

Fig. 2 (Tafel XI) zeigt das Aussehen der Emission, als Funkengefäß und aufgeschraubte Hilfskammer mit gewöhnlicher, in normaler Weise staubiger und feuchter Luft gefüllt waren.

Ebenso fielen die Aufnahmen aus, als längere Zeit sorgfältig durch Phosphorpentoxyd getrocknete und durch Watte filtrierte Luft durch das Gefäß geleitet und dieses so gefüllt war. Ein Unterschied war nicht erkennbar. — Daß die geringen Staubmengen der Luft von Bedeutung sein würden, gegenüber dem in kondensierten Funken zerstäubten und verdampften Metall, das sich nach längerem Betrieb in merkbarer Weise in dem Gefäß bes. der Funkenkammer absetzte, war nicht anzunehmen.

Es wurden sodann der Reihe nach die Gase Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure in den Apparat geleitet, einmal sorgfältig getrocknet und filtriert, das andere Mal in ungereinigtem Zustand. In allen Fällen zeigte sich kein Unterschied. Die Intensität und das Aussehen der Emission war in Luft und allen Gasen das gleiche, wie Fig. 2a, b, c zeigen. Dagegen zeigte sich beim Durchleiten eines schwachen Luft- (oder Gas-)stroms während der Exposition, daß die Emission an Intensität einbüßte. Weitere Versuche ergaben, daß bei Anwendung eines

1) O. Reichenheim, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 28, 310, 1908.

genügend starken Gasstromes, der durch die Öffnung der Luftkammer in die Funkenkammer getrieben wurde, die Emission vollständig verschwand. Fig. 2d läßt dies deutlich erkennen. Da die Photographie den oberen Rand des Ansatzrohrs deutlich, wie auf den anderen Anfnahmen, zeigt, ist ersichtlich, daß das Verschwinden der Emission nicht durch gänzlich geänderte Funkenbedingungen zu erklären ist.

Vorstehende Resultate waren einfach zu erklären durch die Annahme, daß durch Zerstäubung und Verdampfung im Funken Metallpartikel durch die Öffnung der Scheibe getrieben und an ihnen das Funkenlicht zerstreut wurde. Daß auch Herr Wood diesen lichtzerstreuenden Metalldampf hatte, geht aus seiner Spektralaufnahme und seiner Angabe hervor, daß er die Aluminiumlinien als Ergebnis diffusen Lichtes erhielt.

Durch starken Gas- oder Luftstrom wurde der Metalldampf am Eindringen in die obere Kammer gehindert. Die Natur des Gases spielte dabei keine Rolle. Handelte es sich lediglich um zerstreutes Funkenlicht, so mußten folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Das erhaltene zerstreute Licht in der „Emission" mußte identisch sein mit dem Funkenlicht, d. h. es mußte sehr viel Licht des sichtbaren Spektrums, das im kondensierten *Al*-Funken sehr intensiv ist, mit zerstreut werden, also die Emission auch durch Glasoptik, wenn auch schwächer, aufnehmbar sein.

2. Die Emission, d. h. das an den Metallteilchen abgebeugte und zerstreute Licht mußte polarisiert sein.

3. Die Emission mußte verschwinden, wenn die Öffnung der Aluminiumscheibe hermetisch verschlossen wurde, auch wenn die Verschlußplatte das Aluminiumlicht hindurchließ.

4. Die Emission mußte wieder auftreten, sobald die Öffnung mit einer lichtdurchlässigen Platte verschlossen, aber dafür gesorgt wurde, daß lichtzerstreuende Partikel von ähnlicher Größe und Beschaffenheit, wie vom Funken erzeugt werden, in die obere Kammer gelangten.

Um Folgerung 1 zu prüfen, wurde bei sonst gleichen Versuchsbedingungen eine 2 mm dicke Glasplatte vor das Quarzflußspatachromat gebracht. Die erhaltene Aufnahme zeigte die Emission wie in den früheren Fällen, nur schwächer.

Für Folgerung 2 wurden Aufnahmen durch ein zwischengeschaltetes Nicol'sches Prisma gemacht, dessen Polarisationsebene im einen Falle in die Ebene: Achse des Emissionsbüschels-Visionsradius fiel, im zweiten Falle um 90° hiergegen gedreht war. Infolge der starken Lichtschwächung im Nicol mußten die Expositionszeiten dreimal größer (15 Minuten) gewählt werden. Ein Vergleich beider unter konstanten Versuchsbedingungen erhaltenen Aufnahmen zeigte den erwarteten Intensitätsunterschied, obgleich das Emissionsbüschel in keinem Falle ganz verschwand, was auch nicht zu erwarten ist, da es sich nur um partielle, lineare Polarisation handeln kann, wobei noch der Azimutwinkel des Polarisationsmaximums (die Aufnahmen erfolgten ungefähr rechtwinklig zur Achse des Emissionsbüschels) unbekannt ist.

Für Folgerung 3 wurde die 1,5-mm-Öffnung der Aluminiumscheibe mit einem mikroskopischen Deckgläschen, Größe 18×24 mm, Dicke 0,18 mm, hermetisch verschlossen. Dieses dünne Blättchen ließ, wie durch besondere Aufnahmen mit dem Quarzspektrograph festgestellt war, Licht bis λ 270 fast ungeschwächt hindurch, also alles Licht, das dem fraglichen Spektralbezirk angehört. Das Deckgläschen wurde durch eine kräftige Feder aufgepreßt. Selbst bei der doppelten Expositionszeit (10 Minuten) zeigte sich keine Spur der Emission. (Das Deckgläschen zeigte schon nach ca. 3 Minuten einen merkbaren Metallbelag.)

Um Folgerung 4 zu prüfen, wurde

a) die Öffnung aufs neue mit dem Deckgläschen verschlossen. Alsdann wurde Silberdampf, der im Lichtbogen zwischen Silberelektroden erzeugt war, in die obere Kammer getrieben, so daß man lichtzerstreuende Partikel von ähnlicher Größe und Beschaffenheit in der Gaskammer hatte. Das erhaltene Bild, Fig. 2e, entspricht genau dem der Emission. (Es zeigte nur größere Intensität bei gleicher Expositionszeit, infolge großer Menge des Silberdampfes.)

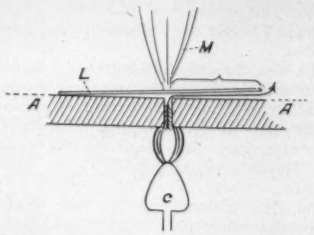


Fig. 3.

A = Aluminiumscheibe,
C = Aluminiumkonus,
L = Deckgläschen, auf der einen Seite fest aufliegend, auf der andern ca. $^1/_{10}$ mm freie Öffnung lassend,
M = schematische Zeichnung der erhaltenen Emission.

Der Pfeil gibt den Weg des Metalldampfes aus dem Funken an, wie er nachträglich an dem Belag des Gläschens zu verfolgen war.

b) Die Öffnung der Aluminiumscheibe wurde mit dem Deckgläschen so verschlossen, wie es beistehende schematische Zeichnung, Fig. 3, andeutet. Die Emission wurde wieder erhalten, nur wesentlich schwächer, da ein großer Teil des Dampfes sich an dem Deckglas und der Aluminiumscheibe niederschlug, bevor er ins Gefäß eintrat. Aus diesem Versuch geht hervor, daß es sich bei der Emission nicht etwa um einen Teil von ultravioletter Funkenaureole handelt, die durch die Öffnung gepreßt wird, da das erhaltene Bild ein anderes sein müßte, d. h. die Emission könnte nicht über der Öffnung der Scheibe über dem Deckglas erscheinen, sondern müßte auf der durch den Pfeil angedeuteten Bahn sichtbar sein.

Die 4 gezogenen Folgerungen sind bestätigt.

II. Aufnahmen der Emission bei spektraler Zerlegung.

Bei den Aufnahmen wurde das Funkengefäß ohne aufgeschraubte Hilfskammer so nahe vor den Spektrographen gestellt, wie wegen der Dimensionen möglich war, und das Spektrum in Luft mit einer Spaltöffnung von 0,05 mm des Spektrographen aufgenommen.

Nach Folgerung 1 im vorigen Abschnitt I mußte das Spektrum der Emission mit dem des Funkens identisch sein.

Fig. 4a (Tafel XII) gibt das nach 1 Stunde Expositionszeit erhaltene Spektrum der Emission wieder. Es ist völlig identisch mit dem des gewöhnlichen kondensierten *Al*-Funkens (siehe Fig. 4e), weist keine Spur von Banden auf und wurde verglichen mit dem direkten Funken, indem das Funkengefäß um 90° gedreht wurde, so daß die Bohrung der Scheibe sich in der Achsenrichtung des Spaltrohres befand. Das Spektrum entspricht dem von Herrn Wood reproduzierten Vergleichsspektrum (Fig. 2g), das seinem Aussehen nach nicht von dem Funkengefäß erhalten wurde.

Da Herr Wood unter Bedingungen gearbeitet hat, wo er — nach seinen eigenen Angaben — lichtzerstreuenden Metalldampf hatte (vergl. S. 824 unten), ist zu schließen, daß die Funkenbedingungen in seinem Gefäß andere waren, und der Funken nicht dem gewöhnlichen kondensierten *Al*-Funken entsprach. Wählt man — wie aus dem folgenden Abschnitt III hervorgeht — die Entladungsbedingungen im kondensierten Funken anders, so erhält man ein Spektrum in gewöhnlicher Luft, das [zwischen *Al*-Elektroden] sich in nichts von dem Spektrum unterscheidet, welches Herr Wood in der Emission erhalten hat, und welches aus den *O*- (sogen. H_2O-)Banden, den stärksten *N*-Banden und den stärksten *Al*-Linien besteht. Die *O*-Banden treten um so stärker hervor, je größer die Stromstärke gewählt wird. Das von Eder und Valenta[1]) zwischen nassen Kohleelektroden erhaltene Spektrum ist bis auf die *Al*-Linien mit diesem identisch.

Fig. 4b (Tafel XII) gibt das Spektrum der Emission, das nach zweistündiger Exposition erhalten wurde, als die Funkenbedingungen entsprechend gewählt waren. Es unterscheidet sich auffällig von dem in Fig. 4a, hat alle von Herrn Wood in seinem Spektrogramm erwähnten Banden und Linien. Man sieht deutlich die erste ultraviolette Sauerstoffbande (sogen. Wasserdampfbande) λ 306 bis 333, ebenso die zweite, die auch Herr Wood erwähnt. Ferner sind erkennbar die Stickstoffbanden, deren Kanten bei λ 358, 554, 337 liegen, endlich eine Reihe der stärksten *Al*-Linien, so auch die in die 1. Sauerstoffbande eingebettete Doppellinie λ 309, 308, die Herr Wood besonders (siehe loc. cit. S. 825, Zeile 8) erwähnt hat. Das erhaltene Spektrum wurde wieder verglichen mit dem direkten Funken im Gefäß wie im vorigen Falle. Die doppelte Expositionszeit ist erklärlich, weil in diesem Funken die Metalldampfmenge verringert war. Diese Emission, die in der Hauptsache aus ultraviolettem Bandenlicht der Luft (Stickstoff und Sauerstoff) besteht, wird im Gegensatz zur vorigen selbstredend stark beeinflußt, wenn der Funke in anderem Gase erzeugt wird und ist gut nur mit Quarzoptik aufzunehmen.

III. Untersuchung des Luftspektrums.

Eine Untersuchung des Funkenspektrums in gewöhnlicher Luft unter variierten Strombedingungen lieferte folgende durch Fig. 4c bis f erläuterte Resultate.

1. Mit einer Influenzmaschine von 20 Platten wurde der nichtkondensierte Funke erzeugt. Das erhaltene Spektrum zeigt das bekannte Stickstoffbandenspektrum der Luft ohne sonstige Banden und Metallinien.

2. Das gleiche Spektrum lieferte das mit Turbinenunterbrecher betriebene Induktorium, ohne parallelgeschaltete Kapazität bei schwachem Primärstrom und starkem Widerstand (Jodkadmium-Amylalkohol) im Sekundärkreis.

3. Bei stärkerem Primärstrom ohne Kapazität zeigte sich in dem erhaltenen Spektrum neben den Stickstoffbanden schwach die stärkste sogenannte Wasserdampf-, d. i. ultraviolette Sauerstoffbande λ 306—333 (Fig. 4c).

4. Bei starkem Primärstrom ohne Kapazität trat das Stickstoffbandenspektrum an Intensität stark zurück, sehr kräftig erschien die stärkste Sauerstoffbande, schwächer die zweite λ 281

1) Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse, S. 80, Taf. IV, 5.

bis 306, vom Stickstoff blieben nur die Banden λ 3576, λ 3537 und λ 3369, analog wie sie die Spektrogramme von Wood, bzw. Eder und Valenta zeigen. — (Fig. 4d.)

Die erhaltenen Spektra sind unabhängig vom Elektrodenmaterial und weisen keine Metalllinien auf. Das Aussehen des Funkens (besser: Hochspannungsbogens) besonders im Falle 4d bei starkem Primärstrom erinnert in der grüngelben Färbung der Aureole, welche die rötliche Strombahn umgibt, auffallend an das grüngelbe Leuchten, das in Sauerstoffröhren bei niedrigen Drucken die positive Säule umgibt.

Anders wird das Spektrum bei Zuschaltung einer Kapazität. Bei niedrigen Stromstärken, wie im Falle 1, 2 und 3, erhält man nur das bekannte Linienspektrum des Aluminiumfunkens (Fig. 4e). Bei höherer Stromstärke (wie bei 4) erhält man ein Spektrum, das zusammengesetzt ist aus dem Luftbandenspektrum (Sauerstoff und Stickstoff wie unter 1 bis 4), und dem Metallspektrum des betreffenden Elektrodenmaterials (Fig. 4f). Das Spektrum ist dann praktisch identisch mit dem von Woods Emission. Im Funken sieht man dann auch deutlich das grüne Leuchten, das den kondensierten Aluminiumfunken charakterisiert, neben der vorerwähnten grüngelben Luftaureole. — Von welchen besonderen Bedingungen das Auftreten bzw. Überwiegen des ersten Sauerstoff- (sogenannten Wasserdampf-) Bandenspektrums gegenüber dem Stickstoffbandenspektrum bei Funkenentladung in atmosphärischer Luft abhängt, bleibt genauerer Untersuchung vorbehalten. — Bei diesen Aufnahmen war das Bild des Funkens auf den Spalt des Spektrographen projiziert.

Zusammenfassung.

A. Der gewöhnliche kondensierte Aluminiumfunke, in der von Herrn Wood angegebenen Versuchsanordnung erzeugt, liefert durch unvermeidbaren Metalldampf eine Emission, die

1. (nach Versuchen unter I) nur aus an Metallteilchen zerstreutem Funkenlicht besteht, daher
2. von der Natur des Gases, in dem der Funke erzeugt wird, ganz unabhängig ist,
3. durch einen kräftigen Gasstrom, der das Hinaufschleudern von Metalldampf durch die Öffnung der Scheibe hindert, völlig beseitigt wird,
4. durch Metalldampf, der bei hermetischem, aber lichtdurchlässigem Verschluß der Funkenöffnung in die Gaskammer gebracht wird, wiedererzeugt wird,
5. (nach Versuchen aus I u. II) völlig mit dem direkten Funkenspektrum, das die Emission bewirkt, identisch ist, und daher keine Spur von irgendwelchen Banden liefert.

B. Der kondensierte Aluminiumfunke, in Luft unter bestimmten Strombedingungen erzeugt, liefert in der Woodschen Anordnung eine Emission, die

1. (nach Versuchen aus I, II u. III) aus zerstreutem Licht in den Metallteilchen des Funkens besteht, daher
2. identisch ist (II u. III) mit dem direkten Funkenspektrum, das sich
3. zusammensetzt aus den Linien des Elektrodenmetalls und den Bandenspektren der Funkenaureole des umgebenden Gases (bei Luft: Stickstoff- und Sauerstoffbanden).

Aachen, Physik. Inst. der Techn. Hochschule, 22. Mai 1911.

(Eingegangen 24. Mai 1911.)

Ladungsbestimmungen an Silberteilchen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von E. Weiß.

In ähnlicher Weise wie von Ehrenhaft, Przibram und Regener wurden von mir Ladungsbestimmungen an ultramikroskopischen Partikeln ausgeführt, und zwar an im elektrischen Lichtbogen zerstäubtem Feinsilber. Die Anordnung der Apparate war ungefähr dieselbe wie die von Ehrenhaft angewandte. Auf dem Tische des horizontal aufgestellten Mikroskops (Zeiß, Objektiv AA, Okular 4) war eine Küvette befestigt, bestehend aus einem Ebonitwürfel von 23 mm Seitenlänge, in den als Kondensator zwei Messingstücke eingesetzt wurden, zwischen denen ein Hohlraum von 9×9 mm Fläche und 0,95 mm Höhe frei war; zu diesem Hohlraum führten von beiden Seiten durch den Ebonit zwei Schnitte von derselben Breite und Höhe, die außen durch zwei Deckglasfenster verschlossen waren. Vorne hatte der Würfel eine kreisförmige Vertiefung, die bis zum Kondensator reichte, und dort durch ein Deckglas verschlossen war. In dieser Vertiefung konnte das Objektiv frei bewegt werden. Durch Bohrungen im oberen und unteren Teile des Würfels konnte die zu untersuchende Luft eingeführt werden. Das Licht einer Bogenlampe drang nach Durchquerung einer 65 cm langen Wasserkühlung senkrecht zur Mikroskopachse durch das eine Fenster in die Küvette ein und durch das zweite wieder aus. So waren alle störenden Reflexe vermieden und ein vollkommenes Dunkelfeld erzielt. Die Luft wurde nach sorgfältiger Trocknung durch H_2SO_4 und P_2O_5 in den Rezipienten geleitet, wo das Silber durch einen kurz dauernden Lichtbogen zerstäubt wurde. Von da wurde erst etwa eine Stunde nach der Zerstäubung die Luft, welche die Silberpartikel enthielt,

in die Küvette geleitet, so daß ein vollkommener Temperaturausgleich gewährleistet war.

Die Beobachtungen geschahen genau wie die oben erwähnten, indem ein Silberpartikel im Falle beobachtet wurde und dann im Steigen durch ein elektrisches Feld (40 bezw. 20 Volt). Die Durchgangszeiten durch die Okular-Mikrometerstriche, deren Distanz einer Objektgröße von 0,2 mm entsprachen, wurden durch den einen Stift eines Morse-Doppelschreibers registriert, dessen anderer durch ein Sekundenpendel betrieben wurde; die Zeit konnte leicht auf 0,1 Sekunde abgelesen werden. Die Beobachtung der Teilchen erfolgte in der Mitte des Kondensators, so daß ein homogenes Feld sicher war. Ich legte das Hauptgewicht auf die wiederholte Beobachtung eines und desselben Teilchens, um über die Sicherheit der Einzelmessung eine Vorstellung zu erhalten; es gelang mir öfters, ein Teilchen 20 und mehrmals fallen und wieder steigen zu lassen, in einem Falle erhielt ich sogar 63 Doppelmessungen an einem Teilchen. Gewöhnlich wird die Möglichkeit weiterer Wiederholungen dadurch genommen, daß das Teilchen im Sinne der Lichtstrahlen (Radiometerwirkung oder Strahlungsdruck?) aus dem Gesichtsfelde fortwandert, wie auch schon Ehrenhaft beobachtet hat.

Meine Beobachtungen stimmen mit denen von Ehrenhaft sehr gut überein; nach dem Stokesschen Gesetze berechnet

$$a = \frac{3\sqrt{\mu}}{\sqrt{2sg}} \cdot \sqrt{v_2} \quad \text{und} \quad e = 6\pi\mu a \cdot \frac{v_1 + v_2}{\mathfrak{E}},$$

wobei a den Radius der in der Luft vom Reibungskoeffizienten μ bewegten Kugel vom spezifischen Gewichte s, ferner v_2 die Fallgeschwindigkeit, v_1 die Steiggeschwindigkeit im elektrischen Felde $\mathfrak{E}$ und e die Ladung bezeichnet, ergeben sich aus meinen bisherigen 181 Messungen 35 mal Ladungen unter dem Werte 4×10^{-10} E.S.E., darunter beispielsweise sogar $1{,}9 \times 10^{-10}$ E.S.E. (wie beim Partikel Nr. 53). Bei Anwendung der Cunninghamschen Korrektur fallen noch wesentlich mehr Ladungen unter diesen Wert.

Die Abweichungen in den verschiedenen Messungen an einem Teilchen sind wohl recht bedeutende; sie überschreiten aber im Mittel nie die Abweichungen, die nach der Theorie der Brownschen Bewegung zu erwarten sind. Aus der Messungsreihe Nr. 53 ergibt sich beispielsweise eine Fallzeit von 8,8 Sekunden als Mittel aus 42 Messungen, der größte gemessene Wert beträgt 12,2, der kleinste 6,8 Sekunden. Trotzdem ist die mittlere, auf die Zeiteinheit bezogene Abweichung nur 8×10^{-4} cm, während die mittlere Abweichung für einen Radius von $13{,}5 \times 10^{-6}$ cm den Wert $12{,}2 \times 10^{-4}$ cm erreichen könnte. Diese mittlere Abweichung wurde folgendermaßen gerechnet: Es sei v_2 die mittlere Fallgeschwindigkeit $= \frac{l}{t_2}$, wobei l die durchfallene Strecke und t_2 die mittlere Fallzeit ist; bedeutet dann t eine beobachtete Fallzeit, so ist

$$l = v_2 t + \Delta,$$

wobei Δ die beobachtete Abweichung in der Zeit t ist; wir wollen annehmen, daß diese Abweichung allein durch die Brownsche Bewegung verursacht wird und verwenden die Einsteinsche Formel[1])

$$\overline{\Delta^2} = \frac{2RT}{N} \cdot B \cdot t, \qquad (I)$$

worin R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, N die Anzahl der Moleküle im Grammolekül und B die „Beweglichkeit" ist. Nennen wir noch $\bar{\lambda}$ die mittlere Brownsche Verschiebung in der Zeiteinheit, so ist

$$\bar{\lambda}^2 = \left(\frac{\Delta^2}{t}\right) = \frac{1}{n}\sum\frac{\Delta^2}{t} = \frac{1}{n}\sum\frac{(l - v_2 t)^2}{t} = \frac{1}{n} v_2^2 \cdot \sum\frac{(\Delta t)^2}{t},$$

wenn ich $t_2 - t = \Delta t$ nenne. Dieses $\bar{\lambda}^2$ kann also aus den Beobachtungen bestimmt werden; andererseits ist die Beweglichkeit B nach dem Stokesschen Gesetze

$$B = \frac{1}{6\pi\mu a}$$

und da nach (I)

$$\bar{\lambda}^2 = \frac{2RT}{N} \cdot B, \qquad (II)$$

kann das zu erwartende $\bar{\lambda}^2$ für jeden Radius berechnet werden. Es ergibt sich nun, daß in den allermeisten Fällen das so berechnete $\bar{\lambda}^2$ viel größer ist als das wirklich beobachtete λ^2, ein Umstand, der mir beim Verlaufe der Arbeit immer auffallender wurde. Würde man den entgegengesetzten Weg einschlagen und aus λ^2 den Radius a bestimmen[2]), so erhielte man größere Werte von a und mithin auch von e. Aber diese Unstimmigkeit legt doch die Vermutung nahe, daß das Stokessche Gesetz (und auch die Korrektur von Cunningham) für diese Partikel nicht mehr gültig sei. Nun ist aber Gleichung (I) nicht unter der Annahme eines speziellen Ausdruckes für B abgeleitet; die Beweglichkeit ist nur definiert durch die Gleichung[3])

$$\Delta = B \cdot K \cdot t,$$

wobei Δ die Verschiebung eines Partikels unter

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **19**, 378, 1906.
2) De Broglie, diese Zeitschr. **11**, 37, 1910.
3) l. c., S. 377.

No.	t_1	N_1'	t_2	N_2'	$e' \times 10^{10}$ E.S.E.	$a' \times 10^6$ cm	$\bar{\lambda} \times 10^4$	$a \times 10^6$ cm	$e \times 10^{10}$ E.S.E.	n	$E \times 10^{10}$ E.S.E.
31	1,58	10	12,05	4	4,06	11,6	12,6	10,5	4,4	1	4,4
32	1,62	18	7,92	16	5,15	14,2	12,1	14,0	5,0	1	5,0
33	3,09	16	7,90	14	6,25	14,2	8,9	17,2	11,1	2	5,5
34	1,57	28	10,28	10	8,93	12,5	11,8	13,1	10,4	2	5,2
35	1,55	12	15,43	6	7,06	10,2	13,2	10,6	8,1	2	4,0
36	3,51	16	8,00	6	5,16	14,1	9,5	16,4	8,9	2	4,5
37	3,06	10	8,50	9	2,98	13,7	6,9	20,0	9,2	2	4,6
38	0,75	15	8,65	16	9,62	13,6	13,9	12,5	7,4	2	3,7
39	2,07	6	10,75	6	3,43	12,2	5,8	20,7	17,0	4	4,3
40	1,81	15	10,60	3	7,88	12,3	12,8	12,3	7,9	2	3,9
41	3,13	6	9,85	6	2,62	12,8	9,7	15,0	4,4	1	4,4
42	1,44	10	7,82	11	5,75	14,3	10,7	15,3	7,1	2	3,5
43	0,73	4	8,70	4	9,90	13,6	18,4	10,3	4,3	1	4,3
44	2,80	6	7,65	6	6,90	14,5	14,2	12,6	4,7	1	4,7
45	2,83	6	11,76	7	4,90	11,7	10,9	13,2	7,3	2	3,6
46	5,05	4	9,02	6	2,01	13,3	5,7	22,2	9,4	2	4,7
47	1,56	8	12,40	7	8,00	11,4	12,0	12,2	9,9	2	4,9
48	1,51	36	7,86	36	11,05	14,3	8,5	17,9	21,8	5	4,4
49	3,42	10	9,63	16	2,50	12,9	7,8	17,6	6,4	1	6,4
50	2,80	26	9,67	22	5,81	12,9	7,2	18,6	17,6	4	4,4
51	3,34	19	7,98	14	5,98	14,2	9,8	16,1	8,7	2	4,3
52	2,46	64	8,73	63	6,84	13,8	7,3	19,2	19,2	4	4,8
53	5,60	51	8,80	42	1,93	13,5	8,1	17,7	4,4	1	4,4
54	1,46	10	10,47	4	9,40	12,3	8,1	16,7	23,3	5	4,7
55	1,13	9	8,74	6	6,62	13,6	6,8	20,0	21,4	5	4,3
56	2,54	44	12,90	44	2,62	11,1	9,6	14,0	5,0	1	5,0
57	1,51	32	7,27	30	5,79	14,8	10,2	16,2	7,6	2	3,8
										Mittelwert	4,50

dem Einfluß der Kraft K während der Zeit t bedeutet. Es müssen also auch die Gleichungen gelten:

$$v_2 = B \cdot mg$$
$$v_1 = B(e\mathfrak{E} - mg),$$

so daß daraus unabhängig von einem speziellen Gesetze e und m zu bestimmen sind, sobald man das B [aus $\bar{\lambda}^2$ nach (II)] kennt:

$$m = \frac{v_2}{Bg}$$
$$e = \frac{v_1 + v_2}{B\mathfrak{E}}.$$

Ich habe nun für eine Anzahl von Partikeln diese Rechnung durchgeführt; die Resultate sind in obiger Tabelle zusammengestellt. Dabei bedeutet $\bar{\lambda} = \sqrt{\bar{\lambda}^2}$ die mittlere Abweichung in der Zeiteinheit. Dieses $\bar{\lambda}$ wurde jedesmal aus beiden Beobachtungsreihen (für Fallen und Heben) gerechnet und aus beiden Werten das Mittel so gebildet, daß jedem Werte das Gewicht: Quadratwurzel aus der Beobachtungsdauer beigelegt wurde[1]); diese beiden Werte sind im allgemeinen verschieden, da die Steigzeiten gewöhnlich viel kürzer und die Abweichungen daher dort relativ ungenauer zu bestimmen waren. t_1 bedeutet die Steigzeit, t_2 die Fallzeit, e' und a' Ladung und Radius nach Stokes, e und a aus $\bar{\lambda}$ berechnet. Das N' neben t bedeutet die Anzahl der Einzelmessungen.

Es zeigt sich aus dieser Zusammenstellung, daß nach dieser Berechnung keine kleineren Ladungen resultieren als etwa 4×10^{-10} E.S.E., wenigstens soweit meine Bestimmungen in Betracht kommen[1]). Die größeren Ladungen lassen sich mit einer gewissen Annäherung als Multipla einer dieser nahen Größe darstellen (die Tabelle gibt den Proportionalitätsfaktor n und den resultierenden Wert E der Elementarladung). Eine große Genauigkeit ist der Natur der Sache nach nicht zu erwarten; vor allem enthalten ja die Beobachtungsreihen an verschiedenen Teilchen nicht die gleiche Anzahl von Einzelmessungen, daher besteht auch nicht die Möglichkeit, dieselbe Genauigkeit in der Berechnung von λ zu erreichen; der numerische Wert, den man für die Ladung erhält, ist überdies abhängig von der Zahl N, die ich nach Perrin zu $70{,}5 \times 10^{22}$ angenommen habe, die aber immerhin auf einige Prozente unsicher sein dürfte. Doch kann dieser Umstand nur den absoluten Wert für die Elementarladung ändern, nicht aber die angenäherte Übereinstimmung der aus verschiedenen Messungen erhaltenen Werte desselben.

1) Die Sicherheit des Resultates steigt ja mit der Wurzel aus der Zahl der Einzelmessungen und überdies ist $\bar{\lambda}$ eine Funktion von $\sqrt{t}$.

1) Somit nähert sich dieser Wert dem von Millikan gefundenen wesentlich besser als die Werte, die nach den bisherigen Berechnungen an ultramikroskopischen Metallpartikeln erhalten wurden; vielleicht findet dadurch auch die Diskrepanz der verschiedenen Resultate ihre Erklärung.

Ein weiteres Resultat dieser Messungen besteht aber darin, daß, wie die Tabelle zeigt, eine eindeutige Beziehung zwischen der Beweglichkeit (bezw. λ) und der Fallgeschwindigkeit nicht besteht; diese Tatsache scheint mir auf zwei Möglichkeiten hinzuweisen: erstens haben die Teilchen, die durch Zerstäubung entstehen, vielleicht doch nicht Kugelgestalt oder bilden ganze Komplexe; zweitens könnten, wie schon Regener erwähnt, die Partikel in der Hitze des Lichtbogens chemische Verbindungen mit der Luft eingehen, so daß das wahre spezifische Gewicht ein anderes ist als das der Berechnung zugrunde gelegte. Diese beiden möglichen Fehlerquellen lassen sich vielleicht dadurch eliminieren, daß man die zerstäubten Teilchen überschmilzt und in einer Argonatmosphäre arbeitet; derartige Versuche sind von mir bereits vorbereitet.

Prag, Physikal. Institut der K. K. Deutschen Universität, 4. Mai 1911.

(Eingegangen 4. Mai 1911.)

Drei Formen der Zustandsgleichung und die innere Verdampfungswärme.

Von Thorkell Thorkelsson.

1. Die van der Waalssche Zustandsgleichung kann, wie folgt, geschrieben werden

$$p + a\varrho^2 = \frac{RT}{m}\cdot\frac{\varrho}{1-b\varrho},$$

wo p der Druck, ϱ die Dichte, T die absolute Temperatur, m das Molekulargewicht des Stoffes, R die Avogadrosche Konstante, und a und b zwei von der Natur des Stoffes abhängige Konstanten sind.

Wir wollen diese Gleichung in der Weise zu erweitern versuchen, daß wir ϱ^2 durch ϱ^n ersetzen und außerdem annehmen, daß a und b Funktionen der Temperatur seien. Die Zustandsgleichung lautet also:

$$p + a\varrho^n = \frac{RT}{m}\cdot\frac{\varrho}{1-b\varrho}. \qquad (I)$$

Über die Werte a_c und b_c, welche die Funktionen a und b bei der kritischen Temperatur haben, können wir Aufschluß erhalten, wenn wir berücksichtigen, daß bei der kritischen Temperatur die partiellen Differentialquotienten $\frac{\partial p}{\partial \varrho}$ und $\frac{\partial^2 p}{\partial \varrho^2}$ gleich Null sind.

Die Zustandsgleichung (I) kann bei der kritischen Temperatur auch, wie folgt, geschrieben werden

$$p_c + a_c\varrho_c^n - a_c b_c \varrho_c^{n+1} = \left(b_c p_c + \frac{RT}{m}\right)\varrho_c. \qquad (1)$$

Durch zweimalige Differentiation nach ϱ bei konstanter Temperatur, erhält man ferner, da

$$\frac{\partial p}{\partial \varrho} = 0$$

und

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \varrho^2} = 0,$$

die zwei Gleichungen:

$$n a_c \varrho_c^{n-1} - (n+1) a_c b_c \varrho_c^n = \left(b_c p_c + \frac{RT}{m}\right) \qquad (2)$$

und

$$(n-1) a_c \varrho_c^{n-2} - (n+1) a_c b_c \varrho_c^{n-1} = 0. \qquad (3)$$

Die Auflösung der Gleichungen (1), (2) und (3) ergibt folgende Werte für b_c, a_c und p_c

$$b_c = \frac{n-1}{n+1}\cdot\frac{1}{\varrho_c} \qquad (4)$$

$$a_c = \frac{(n+1)^2}{4n}\cdot\frac{RT_c}{m\varrho_c^{n-1}} \qquad (5)$$

$$p_c = \frac{n^2-1}{4n}\cdot\frac{RT_c\varrho_c}{m}. \qquad (6)$$

Wir sind nun imstande, den wahrscheinlichsten Zahlenwert für n zu bestimmen, da Joung durch seine Messungen über die kritischen Konstanten zur Formel

$$p_c = \frac{1}{3{,}70}\cdot\frac{RT_c\varrho_c}{m}$$

gelangt ist. Ein Vergleich dieser Formel mit der Gleichung (6) zeigt, daß

$$\frac{1}{3{,}7} = \frac{n^2-1}{4n}$$

und daraus folgt annähernd

$$n = \frac{5}{3}.$$

Dieser Wert für n eingesetzt, gibt

$$b_c = \frac{1}{4}\cdot\frac{1}{\varrho_c}, \qquad (4a)$$

$$a_c = \frac{16}{15}\cdot\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}, \qquad (5a)$$

$$p_c = \frac{4}{15}\cdot\frac{RT_c\varrho_c}{m}. \qquad (6a)$$

2. Eine andere, ziemlich einfache, Erweiterung der van der Waalsschen Zustandsgleichung ist

$$p + a\varrho^n = \frac{RT\varrho}{m(1-b\varrho^n)}, \qquad (II)$$

wo die Bedeutung der Buchstaben dieselbe wie in Gleichung (I) ist. Durch analoge Umformungen wie früher erhält man bei der kritischen Temperatur

$$b_c = \frac{n\sqrt{2n-1} - 2n + 1}{(2n-1)(n-1)}\cdot\frac{1}{\varrho_c^n}, \qquad (7)$$

$$a_c = \frac{n\sqrt{2n-1}+2n-1}{2n^2} \cdot \frac{RT_c}{m\varrho_c^{n-1}}, \quad (8)$$

$$p_c = \frac{(2n-1)(n-1)}{2n^2} \cdot \frac{RT_c\varrho_c}{m}. \quad (9)$$

Da die mittlere Entfernung der Moleküle $\varrho^{1/3}$ umgekehrt proportional ist, so ist es wahrscheinlich, daß

$$n = \frac{7}{3},$$

wo 7 eine ganze Zahl, größer als 3 ist. Wenn wir diese Einschränkung machen, dann erhalten wir durch Vergleichung der Gleichung (9) mit der Joungschen Formel

$$n = \frac{5}{3}$$

und es folgt daraus, daß

$$b_c = \frac{5\sqrt{21}-21}{14} \cdot \frac{1}{\varrho_c^{5/3}}, \quad (7a)$$

$$a_c = \frac{5\sqrt{21}+21}{50} \cdot \frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}, \quad (8a)$$

$$p_c = \frac{7}{25} \frac{RT_c\varrho_c}{m}. \quad (9a)$$

3. Wir können versuchsweise als eine dritte Form der Zustandsgleichung die folgende Gleichung aufstellen

$$p + a\varrho^n = \frac{RT}{m}(\varrho + b\varrho^m). \quad (III)$$

Diese ist eine Verallgemeinerung der Reinganumschen Zustandsgleichung. Von der Gleichung (III) erhält man in derselben Weise wie früher:

$$b_c = \frac{n-1}{m(m-n)} \cdot \frac{1}{\varrho_c^{m-1}}, \quad (10)$$

$$a_c = \frac{n-1}{n(m-n)} \cdot \frac{RT_c}{m\varrho_c^{n-1}}, \quad (11)$$

$$p_c = \frac{(m-1)(n-1)}{m \cdot n} \cdot \frac{RT_c\varrho_c}{m}. \quad (12)$$

Da a und b positive Größen und m und n größer als 1 sind, ist es ersichtlich, daß $m > n$ ist. Ferner, wenn die Gleichung (12) die Joungsche Formel darstellen soll, erhält man als die wahrscheinlichsten Werte für n und m

$$n = \frac{5}{3},$$

und $$m = 3.$$

Hieraus ergibt sich, daß

$$b_c = \frac{1}{6} \frac{1}{\varrho_c^2}, \quad (10a)$$

$$a_c = \frac{9}{10} \frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}, \quad (11a)$$

$$p_c = \frac{4}{15} \frac{RT_c\varrho_c}{m}. \quad (12a)$$

4. Eine Betrachtung der drei hier behandelten Formen der Zustandsgleichung zeigt, daß das Glied $a\varrho^{5/3}$, welches den inneren Druck repräsentiert, immer der $\frac{5}{3}$. Potenz von ϱ proportional ist. Wenn wir ferner annehmen, daß b ganz unabhängig von der Temperatur ist, können wir zusammenfassend die Gleichungen (I), (II) und (III) durch die Gleichung

$$p + a\varrho^{5/3} = \frac{RT}{m} f(\varrho) \quad (IV)$$

ersetzen. Nun beweist man aber in der Thermodynamik, daß, wenn der Stoff bei konstanter Temperatur eine Volumenvermehrung

$$dv = -\frac{d\varrho}{\varrho^2}$$

erfährt, dann die Wärmemenge, welche nötig ist, um die innere Arbeit zu kompensieren, gleich ist

$$\left(T\frac{\partial p}{\partial T} - p\right)dv = -\left(T\frac{\partial p}{\partial T} - p\right)\frac{d\varrho}{\varrho^2}. \quad (13)$$

Hieraus erhält man durch Integration die innere Verdampfungswärme L,

$$L = \int_1^2 \left(T\frac{\partial p}{\partial T} - p\right)dv = \int_2^1 \left(T\frac{\partial p}{\partial T} - p\right)\frac{d\varrho}{\varrho^2}. \quad (14)$$

Diese Formeln, angewandt auf die Gleichung (IV), geben

$$-\left(T\frac{\partial p}{\partial T} - p\right)\frac{d\varrho}{\varrho^2} = -\left(a - T\frac{\partial a}{\partial T}\right)\frac{d\varrho}{\varrho^2} \quad (15)$$

und

$$L = \frac{3}{2}\left(a - T\frac{\partial a}{\partial T}\right)(\varrho_1^{5/3} - \varrho_2^{5/3}), \quad (16)$$

wo ϱ_1 das spezifische Gewicht der Flüssigkeit und ϱ_2 das des gesättigten Dampfes.

5. Ich habe die Gleichung (16) mit den durch Experimente ermittelten Werten der Größen L, ϱ_1 und ϱ_2 zu vergleichen versucht. Es ergab sich daraus, daß L ziemlich gut durch die Formel

$$L = C_1 \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^2} \quad (17)$$

dargestellt wird.

In der neueren Zeit hat man viele Formeln aufgestellt, in denen die innere Verdampfungswärme durch die Temperatur und die spezifischen Gewichte der Flüssigkeit und des gesättigten Dampfes ausgedrückt wird. Ich zitiere hier drei der wichtigsten, nämlich:

$$L = C_2(\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3}) \text{ (Mills}^1\text{)} \quad (18)$$

1) Phil. Mag. **20**, 629, 1910.

$$L = C_3(\varrho_1^2 - \varrho_2^2) \quad \text{(Kleeman[1])} \qquad (19)$$

$$L = k_4 \frac{RT}{m} \log \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \quad \text{(Dieterici[2]) u. a.)} \qquad (20)$$

In diesen Formeln sind die Konstanten C_1, C_2 und C_3 von der Natur des Stoffes abhängig, während k_4 eine universelle Konstante ist. Setzen wir diese vier Ausdrücke der inneren Verdampfungswärme einander gleich, so können wir durch die Grenzwerte bei der kritischen Temperatur, wo $\varrho_1 = \varrho_2 = \varrho_c$ ist, die Konstanten C_1, C_2 und C_3 mittelst k_4 in (20) bestimmen. Man erhält dann, indem $k_1 = k_2 = k_3 = k_4$

$$C_1 = \frac{9}{4} k_1 \frac{RT_c}{m \varrho_c^{1/3}}; \quad C_2 = 3 k_2 \frac{RT_c}{m \varrho_c^{1/3}};$$

$$C_3 = \frac{1}{2} k_3 \frac{RT_c}{m \varrho_c^2}$$

und

$$L = \frac{9}{4} k_1 \frac{RT_c}{m \varrho_c^{1/3}} \frac{\varrho_1 - \varrho_2}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^2}, \qquad (17a)$$

$$L = 3 k_2 \frac{RT_c}{m \varrho_c^{1/3}} (\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3}), \qquad (18a)$$

$$L = \frac{1}{2} k_3 \frac{RT_c}{m \varrho_c^2} (\varrho_1^2 - \varrho_2^2). \qquad (19a)$$

Eigentlich sollen k_1, k_2 und k_3 universelle Konstanten sein, und ferner $k_1 = k_2 = k_3 = k_4$. Dieses ist im großen und ganzen durch die Berechnungen, welche ich an einigen Stoffen angestellt habe, bestätigt worden. Die von mir berechneten Werte der Konstanten k_1, k_2 und k_3, nebst der Konstante k_4, die von Kleeman[3]) berechnet worden ist, sind in folgender Tabelle angeführt worden. Die der Berechnung zugrunde gelegten Werte der Größen L, T_c, ϱ_2, ϱ_1 und ϱ_c sind den von Kleeman angeführten Tabellen[4]) entnommen.

Die Tabelle zeigt, daß die innere Verdampfungswärme durch die Formeln (17a), (18a), (19a) und (20) beinahe gleich gut dargestellt wird. In größerer Entfernung von der kritischen Temperatur sind die Formeln (17a) und (18a) etwas überlegen. In der Nähe der kritischen Temperatur sind die Schwankungen in den berechneten Werten der Konstanten wohl am größten, indem die Zahlenwerte hier meistens zu niedrig ausfallen. Möglicherweise weist dies darauf hin, daß die vorgeschlagenen Formeln nicht ausreichen, doch ist es in dieser Hinsicht auch von Bedeutung, daß die Fehler in den durch das Experiment bestimmten Größen gerade in der Nähe der kritischen Temperatur außerordentlich groß sind. Bemerkenswert ist

Äthyläther					Heptan					Pentan					Benzol				
T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4
273	1,81	1,81	1,75	1,73	273	1,90	1,91	1,75	1,69	273	1,76	1,76	1,72	1,70	273	1,69	1,71	1,60	1,63
293	1,76	1,77	1,74	1,72	353	1,93	1,90	1,85	1,81	313	1,72	1,72	1,71	1,69	353	1,70	1,69	1,68	1,68
313	1,77	1,76	1,74	1,72	373	1,92	1,88	1,86	1,81	333	1,74	1,73	1,74	1,71	373	1,70	1,70	1,70	1,69
333	1,75	1,76	1,76	1,73	393	1,91	1,88	1,87	1,81	353	1,75	1,73	1,76	1,71	393	1,71	1,71	1,71	1,70
353	1,77	1,76	1,77	1,73	413	1,90	1,87	1,87	1,80	373	1,75	1,74	1,77	1,71	413	1,72	1,70	1,74	1,71
373	1,77	1,76	1,78	1,75	433	1,90	1,87	1,88	1,81	393	1,78	1,76	1,80	1,73	433	1,74	1,72	1,75	1,71
393	1,80	1,78	1,78	1,75	453	1,92	1,90	1,91	1,82	413	1,77	1,75	1,80	1,72	453	1,75	1,72	1,77	1,71
413	1,81	1,79	1,82	1,76	473	1,92	1,90	1,94	1,84	433	1,77	1,74	1,80	1,71	473	1,76	1,74	1,79	1,71
433	1,80	1,77	1,79	1,79	493	1,95	1,91	1,95	1,85	453	1,75	1,73	1,78	1,70	493	1,76	1,74	1,80	1,71
453	1,73	1,75	1,73	1,68	513	1,94	1,91	1,95	1,86	463	1,70	1,68	1,71	1,66	513	1,76	1,74	1,79	1,71
460	1,81	1,81	1,81	1,80	533	1,86	1,85	1,87	1,82	468	1,65	1,62	1,64	1,61	533	1,75	1,73	1,78	1,70
466	1,94	1,93	1,90	1,94	539	1,78	1,81	1,82	1,76	469	1,61	1,60	1,61	1,59	553	1,70	1,65	1,72	1,67

Fluorbenzol					Hexan					Tetrachlorkohlenstoff					Äthylacetat				
T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4
273	1,71	1,73	1,62	1,60	273	1,82	1,82	1,73	1,68	273	1,64	1,61	1,57	1,40	273	1,87	1,84	1,68	1,72
353	1,78	1,77	1,76	1,73	343	1,82	1,80	1,80	1,75	373	1,67	1,67	1,68	1,67	363	1,90	1,89	1,81	1,81
373	1,78	1,77	1,77	1,74	363	1,83	1,81	1,82	1,76	393	1,67	1,67	1,69	1,67	383	1,91	1,89	1,79	1,82
393	1,78	1,76	1,78	1,73	383	1,84	1,82	1,85	1,77	413	1,68	1,68	1,70	1,67	403	1,90	1,88	1,80	1,82
413	1,75	1,74	1,76	1,71	403	1,83	1,82	1,85	1,77	433	1,69	1,68	1,71	1,67	423	1,90	1,87	1,80	1,82
433	1,75	1,73	1,77	1,70	423	1,82	1,79	1,85	1,76	453	1,69	1,68	1,73	1,66	443	1,89	1,87	1,81	1,82
453	1,75	1,73	1,77	1,70	443	1,83	1,80	1,85	1,75	473	1,71	1,69	1,74	1,67	463	1,89	1,87	1,83	1,82
473	1,76	1,73	1,78	1,70	463	1,83	1,79	1,86	1,76	493	1,71	1,68	1,76	1,68	483	1,89	1,87	1,84	1,82
493	1,77	1,75	1,80	1,71	483	1,82	1,79	1,84	1,75	513	1,74	1,72	1,78	1,69	503	1,86	1,83	1,79	1,80
513	1,79	1,76	1,82	1,72	499	1,76	1,74	1,79	1,71	533	1,71	1,68	1,78	1,69	518	1,75	1,74	1,70	1,75
533	1,80	1,77	1,83	1,73	506	1,69	1,68	1,70	1,66	553	1,65	1,63	1,70	1,66	522	1,66	1,66	1,45	1,66
553	1,75	1,73	1,75	1,70															

1) Phil. Mag. **20**, 678, 1910.

2) Die Formel ist der Abhandlung Kleemans (l. c. S. 688) entnommen, da die anderen Originalabhandlungen mir nicht zugänglich waren.

3) l. c. S. 679 und S. 689. — 4) l. c. und Phil. Mag. **18**, 906, 1909.

Zinnchlorid					Chlorbenzol					Brombenzol					Jodbenzol				
T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4	T	k_1	k_2	k_3	k_4
373	1,78	1,77	1,72	1,73	273	1,70	1,74	1,56	1,55	403	1,87	1,78	1,64	1,64	403	1,84	1,78	1,57	1,57
393	1,77	1,76	1,72	1,72	413	1,72	1,71	1,68	1,68	533	1,82	1,67	1,63	1,65	503	1,93	1,77	1,66	1,66
413	1,75	1,73	1,73	1,71	433	1,73	1,73	1,71	1,70	553	1,86	1,70	1,67	1,67	563	1,79	1,66	1,62	1,64
433	1,73	1,72	1,72	1,70	453	1,74	1,73	1,73	1,71	573	1,88	1,72	1,70	1,69	583	1,85	1,71	1,64	1,68
453	1,70	1,68	1,69	1,66	473	1,75	1,74	1,74	1,71	593	1,90	1,73	1,72	1,70	603	1,88	1,73	1,71	1,71
473	1,67	1,65	1,67	1,63	493	1,76	1,75	1,76	1,72	613	1,92	1,74	1,74	1,72	623	1,91	1,76	1,75	1,74
493	1,63	1,62	1,64	1,59	513	1,79	1,77	1,80	1,74	633	1,93	1,71	1,77	1,73	643	1,95	1,79	1,79	1,73
513	1,61	1,58	1,62	1,55	533	1,74	1,72	1,83	1,75										
533	1,56	1,54	1,58	1,52															
553	1,51	1,49	1,48	1,45															

es auch, daß die Schwankungen in den berechneten Werten der vier Konstanten k_1, k_2, k_3 und k_4 beinahe ausnahmslos gleichzeitig in derselben Richtung liegen. Dies scheint mir darauf hin zu deuten, daß die Ungenauigkeit der durch das Experiment ermittelten Größen eine Hauptursache der Schwankungen ist. Übrigens fallen die Werte des k_4 etwas kleiner aus als diejenigen der k_1, k_2 und k_3.

6. Angenommen, daß die vier Formeln (17a), (18a), (19a) und (20) alle richtig sind, muß die eine Formel eine Folgerung der drei anderen sein, da die vier Gleichungen nur vier veränderliche Größen enthalten. Aus den Gleichungen (17a), (18a) und (19a) folgen leicht Ausdrücke, in denen L, ϱ_1 und ϱ_2 nur von der Temperatur abhängig sind. Diese Werte für L, ϱ_1 und ϱ_2 in Formel (20) eingesetzt, geben eine Gleichung, die als veränderliche Größe nur die Temperatur T enthält, und deshalb eine Identität sein muß. Aber wir gelangen dadurch zu Ausdrücken, die ziemlich kompliziert sind, und daher verzichte ich darauf, diese Berechnungen hier wiederzugeben.

Dagegen möchte ich hier erwähnen, daß die angeführten Formeln eine annähernde Berechnung der kritischen Dichte und der kritischen Temperatur gestatten, wenn ϱ_1 und ϱ_2 bei der Temperatur T bekannt sind. Von den Formeln (19a) und (18a) erhält man durch Division, indem $k_1 = k_2 = k_3 = k_4$

$$\varrho_c = \frac{1}{6}\,\frac{\varrho_1^{2} - \varrho_2^{2}}{\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3}} \qquad (21)$$

und durch Elimination von L aus (19a) und (20), unter Berücksichtigung der Formel (21) erhält man

$$T_c = \frac{1}{18}\,\frac{(\varrho_1^{2} - \varrho_2^{2})\,T}{(\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3})^{2}} \log\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\,. \qquad (22)$$

Diese Formeln sind jedoch nur annähernd und die Abweichungen können, namentlich, wenn T sehr verschieden von T_c ist, erheblich sein.

Eine Kombination der Formeln (17a) und (18a) gibt die merkwürdige Beziehung

$$\frac{4}{3}\,\varrho_c^{1/3}\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^{2}\right) = \varrho_1^{1/3} + \varrho_2^{1/3}. \qquad (23)$$

7. Wenn wir annehmen, daß

$$\frac{9}{4}\,k\,\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}\,\frac{\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3}}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^{2}},$$

wo k eine universale Konstante ist, ein exakter Ausdruck für die innere Verdampfungswärme ist, können wir dadurch die a in den Zustandsgleichungen I, II und III bestimmen, indem Formeln (16) und (17a) geben:

$$\frac{3}{2}\left(a - T\,\frac{\partial a}{\partial T}\right)(\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3}) = \frac{9}{4}\,k\,\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}\,\frac{\varrho_1^{1/3} - \varrho_2^{1/3}}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^{2}}$$

oder

$$a - T\,\frac{\partial a}{\partial T} = \frac{3}{2}\,k\,\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}\cdot\frac{1}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^{2}}.$$

Dieser Ausdruck integriert, gibt

$$a = \frac{3}{2}\,k\,\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}\left(1 + CT + \frac{T}{\sqrt{2}\,T_c}\operatorname{arctg}\frac{T}{\sqrt{2}\,T_c}\right). \qquad (24)$$

Die Integrationskonstante C wird mittelst der früher (Formeln (5a), (8a) und (11a) gefundenen Werte für a_c bestimmt. Die Zustandsgleichungen nehmen dadurch die folgenden Formen an:

$$\left.\begin{aligned} p + \frac{3}{2}\,k\,\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}\Bigg(1 - \Bigg(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\operatorname{arctg}\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{32}{45k}\Bigg)\frac{T}{T_c} + \frac{T}{\sqrt{2}\,T_c}\operatorname{arctg}\frac{T}{\sqrt{2}\,T_c}\Bigg)\varrho^{5/3} \\ = \frac{RT\varrho}{m\left(1 - \frac{\varrho}{4\varrho_c}\right)}, \end{aligned}\right\} \qquad (Ia)$$

$$\left.\begin{aligned} p + \frac{3}{2}\,k\,\frac{RT_c}{m\varrho_c^{5/3}}\Bigg(1 - \Bigg(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\operatorname{arctg}\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{5\sqrt{21}+21}{75k}\Bigg)\frac{T}{T_c} + \frac{T}{\sqrt{2}\,T_c}\operatorname{arctg}\frac{T}{\sqrt{2}\,T_c}\Bigg)\varrho^{5/3} \\ = \frac{RT\varrho}{m\left(1 - \frac{5\sqrt{21}-21}{14}\left(\frac{\varrho}{\varrho_c}\right)^{5/3}\right)}, \end{aligned}\right\} \qquad (IIa)$$

$$\left.\begin{aligned} p + \frac{3}{2} k \frac{R T_e}{m \varrho_e^{5/3}} \Big(1 - \Big(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ - \frac{3}{5k} \Big) \frac{T}{T_e} + \frac{T}{\sqrt{2}\, T_e} \operatorname{arctg} \frac{T}{\sqrt{2}\, T_e} \Big) \varrho^{5/3} \\ = \frac{R T \varrho}{m} \Big(1 - \frac{1}{6} \Big(\frac{\varrho}{\varrho_e} \Big)^2 \Big) . \end{aligned} \right\} \quad \text{(IIIa)}$$

In diesen Gleichungen ist b durch die Werte von b_e in den Formeln (4a), (7a) und (10a) ersetzt; k hat denselben Wert wie k_1 in der Tabelle.

Die Konstante C in (24) kann auch auf einem anderen Wege bestimmt werden, indem der Ausdruck:

$$1 + CT + \frac{T}{\sqrt{2}\, T_e} \operatorname{arctg} \frac{T}{\sqrt{2}\, T_e}$$

stets einen endlichen Wert haben muß. Bei $T = \infty$ ergibt sich daraus

$$C = - \frac{\pi}{2 \sqrt{2}\, T_e} .$$

Durch Vergleichung dieses Wertes mit den vermittelst a_e gefundenen Werten für C können wir k bestimmen.

Man erhält dann in der Gleichung (Ia)

$$k = 2{,}1915,$$

in der Gleichung (IIa)

$$k = 1{,}8043,$$

und in der Gleichung (IIIa)

$$k = 1{,}8490.$$

Der erste dieser Zahlenwerte ist erheblich zu groß, aber die anderen sind in ziemlich guter Übereinstimmung mit den aus der inneren Verdampfungswärme berechneten und in der Tabelle unter k_1 angeführten Zahlenwerten. Der Umstand, daß wir imstande sind, auf einem theoretischen Wege zu einer ziemlich guten Bestimmung von k zu gelangen, macht es wahrscheinlich, daß der hier eingeschlagene Weg zur Ableitung der Zustandsgleichung in der Hauptsache richtig ist.

Übrigens fordern die Zustandsgleichungen die Gültigkeit der Theorie der übereinstimmenden Zustände, aber daraus folgt, daß die Werte von k_1, k_2, k_3 und k_4 bei gleicher reduzierter Temperatur für alle Stoffe dieselben sind. Aber, wie aus der Tabelle hervorgeht, ist dies nicht der Fall. Es scheint mir deshalb dringend notwendig, daß neue Experimente unternommen werden, zu entscheiden, ob diese Abweichungen durch genauere Messungen beseitigt werden können oder ob die Möglichkeit einer allgemeinen Zustandsgleichung aufgegeben werden muß.

(Eingegangen 28. März 1911.)

Polarisation des Lichtes an Gittern mit sehr kleiner Gitterkonstante.

(Analogon zu dem Gitterversuch von H. Hertz.)

Von Joh. Koenigsberger.

Die Polarisation des Lichtes durch Beugung von Schirmen und Gittern ist von Arago, Holtzmann, Fizeau nachgewiesen worden[1]). Die Erscheinungen sind dann experimentell eingehend von Quincke, Gouy, Ambronn, theoretisch von Stokes, Fröhlich u. a. studiert worden. Hierbei handelte es sich meist um Polarisation des gebeugten und abgelenkten Lichtes an Öffnungen, die stets größer als die Wellenlänge des Lichtes waren. Hertz fand dann, daß elektromagnetische Wellen polarisiert werden, wenn sie durch ein Drahtgitter, dessen Dimensionen klein gegen die Wellenlänge sind, gerade hindurchgehen. Das Analogon auf dem Gebiet kürzerer elektromagnetischer Wellen ist ein Versuch von Du Bois und Rubens[2]), die Polarisation des ungebeugten Teiles ultraroter Strahlung beobachteten, die durch ein Gitter hindurchging. Die Gitterbreite ($10\,\mu$) war hier wie bei den Versuchen von Hertz mit elektrischen Wellen kleiner als die Wellenlänge der betreffenden Strahlung (25 bzw. $51\,\mu$). Mit Bolometer und durch Drehen eines als Polarisator wirkenden Deckglasplattensatzes wurde direkt festgestellt, wie stark der polarisierte Anteil des ungebeugt hindurchgehenden Lichtes ist. Es ergab sich, wie nach den Versuchen von Hertz und der elektromagnetischen Lichttheorie zu erwarten ist, daß die Schwingung des elektrischen (Fresnels) Vektors leichter hindurchgeht, wenn sie senkrecht zur Längsrichtung der Spalte schwingt als parallel. Bezeichnen wir mit $I_\perp$ die Intensität des Lichtes, dessen elektrischer Vektor senkrecht zu den Gitterstäben schwingt, und analog $I_\parallel$ die Intensität für parallele Schwingungen, so muß $\frac{I_\parallel}{I_\perp} < 1$ sein. Du Bois und Rubens[3]) fanden maximal $I_\parallel : I_\perp = 0{,}45$.

1) Bezüglich der älteren physikalischen Literatur bis 1905 sei auf die vorzügliche Darstellung von F. Pockels in dem Handbuch der Physik, herausgegeben von A. Winkelmann, 6. Band, Optik, S. 1111 ff., Leipzig 1906, verwiesen.

2) H. Du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. **49**, 539, 1893.

3) Anmerkung bei der zweiten Korrektur: Seit der Einsendung dieser Notiz sind neue eingehende Untersuchungen von H. Du Bois u. H. Rubens über die Polarisation ultravioletten Lichtes an Gittern erschienen (Ann. d. Phys. **35**, 243, 1911), die hier leider nicht mehr berücksichtigt werden konnten. Ein Unterschied zwischen Metalldrahtgittern und photographischen Gittern scheint mir darin zu liegen, daß die spezifischen Eigenschaften des Metalls bei letzteren sich vielleicht weniger geltend machen.

F. Braun[1]) hat dann wahrscheinlich gemacht, daß der Pleochroismus von Metallschichten, die durch elektrische Entladung von Leidener Flaschen auf Glas verstäubt wurden, auf submikroskopische Gitterstruktur zurückzuführen ist. F. Braun hat auch mikroskopische metallgefärbte Präparate von Holzfasern untersucht und eine ähnliche Gitterwirkung gefunden. Bei seiner Beobachtungsmethode, Aufstellung des Präparats zwischen gekreuzten Nicols, kam die Wirkung der Doppelbrechung des Präparats nicht in Betracht, wie F. Braun gezeigt hat. Die Existenz der Gitterstruktur konnte aber in diesen Fällen, obwohl sie äußerst wahrscheinlich ist, auf einem andern Wege als gerade durch die Polarisation nicht nachgewiesen werden.

Daher schien mir ein direkter Nachweis der Polarisation bei Durchgang von Lichtwellen durch Gitter wünschenswert. Ein Gitter mechanisch herzustellen, dessen Gitterkonstante kleiner als die Lichtwellen sind, ist kaum möglich. Doch geben uns die von Zenker, Wiener und Neuhaus als die Grundlage der Lippmannschen Farbenphotographie erkannten Silberschichten die Möglichkeit, ein solches Gitter zu erhalten. Der Abstand der dunklen, nicht reflektierenden Silberkörnerschichten voneinander ist bekanntlich gleich der Hälfte der Wellenlänge, mit welcher belichtet worden ist. Wir nahmen die Photographie des blauvioletten Endes des Spektrums, so daß der Abstand der Schichten 0,22 μ war. Die Schicht wurde von der Glasplatte abgezogen, in Paraffin eingebettet, ein dünner Schnitt (etwa ein bis zwei Tausendstel mm) senkrecht zu der Schicht mit dem Mikrotom durchgeführt und in Damaraharz in der üblichen Weise eingebettet.

Einige Schichtstücke kamen zufällig im Paraffin stark konvex zu liegen; das Mikrotom traf schräg darauf. Hierdurch entstand ein Gitter mit variabler Gitterkonstante. Am einen Ende war die Gitterkonstante, wie sich direkt mikrometrisch messen ließ, 2,5 μ; am andern Ende berechnete sie sich aus den oben angegebenen Daten zu 0,22 μ.

Beobachtet man im gelbroten Licht $\lambda = 0{,}6\,\mu$, so ist also im Anfang die Gitterkonstante das vierfache, am Ende der dritte Teil der Wellenlänge. Das Ende läßt sich natürlich im Mikroskop auch mit stärkster Vergrößerung nicht mehr auflösen, und zeigt seine submikroskopische Gitterstruktur nur durch die Polarisation. Hierbei wurde in folgender Weise beobachtet:

In das Mikroskop ist über das Objektiv A oder D von Zeiß eine Kalkspatdoppelplatte nach Savart von 6 mm Dicke eingesetzt. Darüber wird das Innennicol in geeigneter Stellung eingeschoben. An Stelle des Okulars wird ein auf unendlich eingestelltes Fernrohr von etwa 7facher Vergrößerung (Objektivbrennweite 5,3 cm) in den Tubus gesetzt. Wenn das Licht z. B. durch einen Polarisator unter dem Kondensor polarisiert ist, so müssen in der Mitte des Gesichtsfeldes die Savart-Streifen tiefschwarz und scharf auftreten. Entfernt man den Polarisator, so müssen die Streifen verschwinden. Bringt man einen pleochroitischen Kristall oder ein Präparat mit submikroskopischer Gitterstruktur auf den Objekttisch, so erscheinen je nach der Stärke der polarisierenden Wirkung die Streifen mehr oder minder scharf.

Durch Drehen einer Glasplatte, die zwischen Savartplatte und Nicol angebracht ist, um eine horizontale Achse können für eine bestimmte Stellung die Streifen wieder zum Verschwinden gebracht werden. Eine derartige Platte wirkt bekanntlich je nach dem Winkel zwischen Flächennormale und Lichtstrahl teilweise polarisierend. Man liest die Stellung der Glasplatte, bei welcher die Streifen nicht sichtbar sind, an Zeiger und Skala ab. Diese Skala ist vorher empirisch geeicht worden[1]). Man mißt so direkt das Verhältnis der Intensitäten für die zwei senkrecht zueinander polarisierten Lichtschwingungen des zentral hindurchgehenden Lichtes. Das Licht ist hierbei „ungebeugt", soweit man das bei Öffnungen kleiner als Lichtwellenlänge so definieren kann.

Auf diese Art wurde das oben beschriebene Präparat der Lippmannschen Farbenphotographie unter dem Mikroskop scharf eingestellt und auf seine Polarisationswirkung gemessent Diese letztere wird für eine Gitterkonstante von etwa 1,2 μ wahrnehmbar, beträgt da etwa 98 Proz., und erreicht ihr Maximum mit etwa 65 Proz. für gelbrotes Licht ($\lambda = 600\,\mu\mu$) am Ende für die Gitterkonstante von 0,22 μ. Für Schnitte, die genau senkrecht zu den Schichten liegen, also mit gleichbleibender Gitterkonstante von 0,22 μ, ist $I_{\parallel} : I_{\perp} = 0{,}62$ (bei etwa 2 μ Dicke des Präparates).

Damit ist gezeigt, daß eine nachweisbar submikroskopische Gitterstruktur Polarisation verursacht, und zwar so, daß der elektrische (Fresnel-)Vektor senkrecht zu den Gitterstäben leichter hindurchgelassen wird, als der parallel dazu schwingende (1 : 0,65), in Übereinstimmung mit den Erscheinungen an elektrischen Wellen.

Die spez. optischen Eigenschaften des Silbers können sich hierbei nicht stark geltend machen,

1) F. Braun, Ann. d. Phys. **16**, 1 u. 238, 1905.

1) Die theoretisch mögliche Berechnung empfiehlt sich wegen der Oberflächenschichten nicht. Die Eichung bleibt viele Jahre richtig.

da die schwarzen Silberkörner in der Schicht scheinbar nicht reflektieren.

Inwieweit die Dicke des Schnittes, die Dimensionen der dunklen Zwischenräume des Gitters parallel und senkrecht zur Gitterebene, in Betracht kommen, ist eine selbst für elektrische Wellen noch nicht allgemein gelöste Frage. Im allgemeinen wird wohl, je dicker die Gitterstäbe bei gleichbleibender Gitterkonstante sind, die Polarisation um so stärker auftreten.

Freiburg i. Br., Math.-Phys. Institut.

(Eingegangen 26. Mai 1911.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Bericht über die Jahresausstellung der französischen physikalischen Gesellschaft.

Von Otto Scheuer und Jean Saphores.

Die Jahresausstellung fand in Paris am 20. und 21. April statt. Die Anzahl der ausgestellten Apparate war eine so bedeutende, daß wir uns beschränken müssen, nur von denen zu sprechen, die ganz neu sind oder neue Anwendungen erfahren haben.

I. Elektrizität.

1. Meßinstrumente. Von den Ausstellungen der verschiedenen Konstrukteure war die von Carpentier durch die große Zahl neuer Instrumente bei weitem die interessanteste.

Fig. 1.

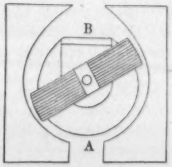


Fig. 2.

Sein Logometer, das wir bereits voriges Jahr gemeldet hatten, hat zahlreiche Anwendungen gefunden. Das Prinzip dieses Apparates besteht in folgendem. Es dient zum Messen des Verhältnisses zweier Stromstärken und enthält hierzu zwei in einer Ebene befindliche, um eine gemeinsame vertikale Achse drehbare Stromspulen, die sich im Feld eines Magneten bewegen. Ein zu diesem Magneten exzentrisch angeordneter Eisenkern ist so gestellt, daß die Intensität des Magnetfeldes von A nach B abnimmt. Wenn J_1 und J_2 die zu vergleichenden Ströme sind, und $\mathfrak{H}_1$ und $\mathfrak{H}_2$ die bezüglichen Feldstärken, unter denen sich die Außenseiten der Stromspulen für eine gegebene Stellung derselben befinden, so herrscht Gleichgewicht, wenn

$$\mathfrak{H}_1 J_1 = \mathfrak{H}_2 J_2 \text{ oder } \frac{J_1}{J_2} = \frac{\mathfrak{H}_2}{\mathfrak{H}_1}.$$

Jedem Wert des Verhältnisses $\frac{J_1}{J_2}$ der Stromstärken entspricht infolgedessen ein gleicher Wert von $\frac{\mathfrak{H}_1}{\mathfrak{H}_2}$ und eine gewisse Gleichgewichtsstellung der Stromspulen.

Da die Vergleichung zweier Widerstände sich auf die Vergleichung der sie unter demselben Potential durchfließenden Stromstärken zurückführen läßt, kann man das Logometer als Ohmmeter benutzen. Indem man dem Eisenkern eine entsprechende Form gibt, erreicht man, daß der Quotient $\frac{\mathfrak{H}_2}{\mathfrak{H}_1}$ zwischen A und B wenig wechselt, wodurch man einen vorteilhaften Apparat erhält, der gestattet, die Variationen eines Widerstandes um einen gewissen Mittelwert herum zu verfolgen. Ein speziell für die Messung von vom Strom durchflossenen Lampen bestimmter Apparat war auch ausgestellt.

Das Logometer ist auch als Niveauanzeiger für größere Entfernung geeignet. Ein Schwimmer mit Kette und Gegengewicht, der

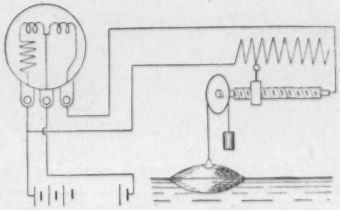


Fig. 3. Niveauanzeiger.

sich in einem Bassin befindet, regiert durch eine Schraube ohne Ende die Kurbel eines Rheostaten des Stromkreises, in welchem sich das Logometer befindet. Die Angaben des Logometers hängen also nur von der Flüssigkeitshöhe im Reservoir ab. Die Leitung ist ziemlich billig herzustellen, denn sie kann ohne weiteres 700 bis 800 Ohm Widerstand haben. Der Apparat zeichnet seine Angaben als gerade Linien auf, was dadurch erreicht wird, daß der

Papierstreifen längs eines feststehenden Zylinders geführt wird, dessen Achse sich in der Verlängerung der Drehachse der Stromspulen befindet.

Das Logometer ist auch als registrierendes Pyrometer anwendbar. Zu diesem Behuf genügt es, den eben beschriebenen Rheostaten durch einen metallischen Widerstand zu ersetzen, den man in den Raum bringt, dessen Temperatur zu messen ist, und dessen Widerstandsänderungen vom Logometer aufgezeichnet werden. Als metallischer Widerstand dient in Quarz eingeschlossenes Platin.

Auf dem gleichen Prinzip beruht auch ein Anzeiger des Verlustes in Leitungen, der die Distanz, auf der sich der Leitungsfehler befindet, in Kilometern anzeigt, oder der mit einer magnetelektrischen Maschine betrieben, erlaubt den Widerstand der geschlossenen Leitung zu messen und durch eine zweite Messung den Leitungswiderstand bis zum Leitungsfehler zu erhalten, indem man hierfür die magnetelektrische Maschine zwischen den eigentlichen Meßapparat und die Erde schaltet.

Durch Ersatz des permanenten Magneten durch einen Elektromagneten eignet sich das Logometer auch zur Herstellung von Meßapparaten für Wechselstrom.

So erzeugt Carpentier ein Frequenzmeter (Fig. 4). Der das Feld erzeugende

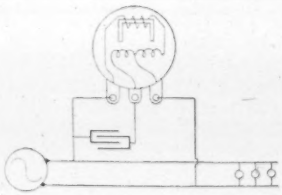


Fig. 4. Frequenzmeter.

Elektromagnet ist mit einer der Spulen des Logometers hintereinander geschaltet, während sich die andere Spule in gleicher Schaltung mit einem Kondensator befindet. Diese beiden Stromkreise parallel zum zu messenden Stromkreis geschaltet, werden von zwei Strömen durchflossen, deren Phasenverschiebung ca. 180° beträgt und deren Intensität mit der Frequenz wechselt. Die angewendete Spannung kann zwischen 50 und 200 Volt schwanken, ohne die Anzeigen des Instruments zu ändern.

Läßt man den Kondensator weg, so erhält man ein Phasenmeter (Fig. 5) für Dreiphasenstrom. Hierzu wird der Elektromagnet in die eine Leitung und die beiden Spulen mit Zusatz-

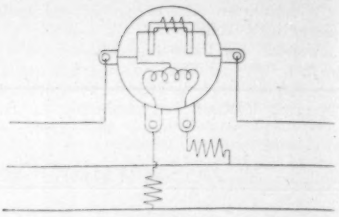


Fig. 5. Phasenmeter.

widerständen als Nebenschlüsse zwischen diese Leitung und jede der beiden andern geschaltet. Die Einteilung des Instruments geht von -30^0 bis $+30^0$ und seine Angaben sind praktisch von Spannung und Frequenz unabhängig.

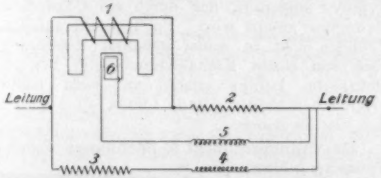
Carpentier stellt auch die Zweizeigerapparate Ferrié-Carpentier her, deren Anwendung bereits geläufig geworden ist. So z. B. ein Frequenzmeter und ein Ohmmeter, welch letzteres den großen Bereich von $^1/_{10}$ Ohm bis 1 Megohm zu messen gestattet. Ferner ein Präzisions-Volt-Wattmeter von elektrodynamischem Typus mit direkter Ablesung. Um den Empfindlichkeitsbereich des Wattmeters zu erweitern und nicht zu verschiedenen Schaltungen der Feldspulen im Wattmeter greifen zu müssen, welche bei dem kleinen Widerstand der verbundenen Teile Fehlerquellen einführen können, und um nicht schwierig zu regulierende Nebenschlüsse anzuwenden, ist die Feldspule beweglich. Jeder Apparat wird mit einer Reihe von auswechselbaren Feldspulen für die maximalen Stromstärken von 1 bis 300 Ampere geliefert, die den verschiedenen Empfindlichkeiten entsprechen. Alle diese Spulen liefern dieselbe Zahl von Ampere-Windungen (ungefähr 600). Schließlich gestattet die Zuschaltung einer Feldspule mit dünnen Windungen den Apparat sofort in ein Präzisionsvoltmeter zu verwandeln, das für Gleich- und Wechselstrom anwendbar ist. Die Skale des Instruments hat deshalb zwei Teilungen, deren bezügliche Teilstrichwerte gleich groß sind.

Die Spule mit dünnen Windungen des Wattmeters hat eine genügend kleine Selbstinduktion, daß die durch sie hervorgerufenen Fehler kleiner als 1 Proz. sind, selbst bei einer Phasenverschiebung von 88 Proz.

Ebenfalls von Carpentier konstruiert ist ein Elektrometer mit direkter Ablesung von Abraham und Villard für hohe Spannungen. Es besteht aus einer festen und einer beweglichen Metallscheibe, welch letztere pendelartig aufgehängt und mit einem Sicherheitsring versehen ist. Dadurch sind die elektrostatischen

Anziehungen gegen die der Schwerkraft ausgeglichen. Die beweglichen Apparatteile wirken auf einen Zeiger, der sich vor einer die Volt angebenden Einteilung bewegt.

Carpentier stellte auch eine Serie von Apparaten, konstruiert nach den Angaben von H. Abraham, aus, die für die Messung von Wechselströmen bestimmt sind. So z. B. Galvanometer mit beweglicher Spule, wo der massive Elektromagnet durch einen Elektromagneten ersetzt ist, der aus einem Blechbündel besteht. Die Aufhängung geschieht mit oder ohne Torsion je nach der Größe der zu messenden Stromstärke. Von diesem Typus werden Galvanometer für Wechselstrom mit Torsionsaufhängung konstruiert, die denen von Deprez d'Arsonval ganz ähnlich sind, und die gleiche Empfindlichkeit für Wechselstrom geben, wie die andern für Gleichstrom. (Das Eisen des Elektromagneten bewirkt keine besonderen Störungen.) In geeigneter Weise montiert (Fig. 6) und mit



1 = Elektromagnet, 2 = kleiner Widerstand, 3 = großer Widerstand, 4, 5 = Spulen gegenseitiger kleiner Induktion, 6 = Galvanometerspule.

Fig. 6. Frequenzmeter Abraham

torsionsloser Aufhängung versehen, wird der Apparat ein Frequenzmesser, wo die durch das Wechselfeld des Elektromagneten in der Spule induzierten elektromotorischen Kräfte die Gleichgewichtsstellung bestimmen.

Diese torsionslosen Instrumente (Logometer und die Apparate von Abraham) liefern natürlich Angaben, die von der Spannung unabhängig sind, eine Eigenschaft, die häufig vorteilhaft ist.

Die Compagnie des Compteurs hat eine große Zahl von Schaltbrettmeßapparaten ausgestellt, die sich durch zahlreiche Verbesserungen in den Detailausführungen bemerkbar machen und praktisch interessant sind, deren Beschreibung jedoch zu weit führen würde, weshalb wir nur die wichtigsten hervorheben wollen. So z. B. zwei Apparate, die mit einem einzigen Kommutator sukzessive den wahren und den scheinbaren in einem Stromkreis verbrauchten Effekt zu messen erlauben. Dies hat seine Bedeutung infolge der gegenwärtigen Tendenz, sich den wattlosen Strom bei der Aufstellung der Rechnung für die gelieferte Energie bezahlen zu lassen.

Der eine der Apparate registriert. Beide sind wirkliche elektrodynamische Wattmeter. Die Einführung einer Selbstinduktionsspule von entsprechendem Wert in den Spannungskreis transformiert das Wattmeter für die Messung des scheinbaren Effekts in ein Voltamperemeter, das praktisch genau ist, wenn der Wert des Effekts sich zwischen 0,5 und 0,9 befindet. Das Verhältnis der beiden aufeinander folgenden Messungen liefert natürlich den Faktor des Effekts.

Ein Apparat von Boucherot ist zur Messung des Widerstandes von vom Strom durchflossenen Wicklungen an Dynamos bestimmt. Der Apparat ist zugleich Volt- und Amperemeter von variabler Empfindlichkeit und enthält eine Wheatstonebrücke, deren einer Teil von dem Stromkreis gebildet wird, dessen Widerstand man messen will, während der andere Teil die zur Messung nötige elektromotorische Kraft enthält. Man kann mit dem Instrument die Widerstandsänderungen eines Selbstinduktionskreises oder eines Induktors messen und daraus die Temperaturänderungen ableiten.

Das Tellurohmmeter von Berland, das im Prinzip auch eine Wheatstonebrücke darstellt, ist zur Messung von Widerständen von Erdanschlüssen, z. B. Blitzableiter, bestimmt. Den störenden Einfluß der vagabundierenden Ströme in den zu messenden Widerständen eliminiert man durch periodisches Umschalten der Verbindungen dieser Widerstände mit der Brücke, bei Anwendung eines rotierenden, durch ein Uhrwerk bewegten Kommutators.

Von den zahlreichen Apparaten für elektrische Messungen, die Chauvin und Arnoux ausstellten, haben die nachfolgenden größeres Interesse.

Ein leichtes tragbares Doppelinstrument enthält ein Voltmeter mit 3 verschiedenen Empfindlichkeiten und ein Amperemeter, das deren 4 besitzt, wodurch ermöglicht wird, sehr genaue, von der Temperatur unabhängige Messungen bis 600 Volt und 200 Ampere zu machen.

Ein ähnlicher Apparat enthält ein Volt- und ein Amperemeter mit auf Glas zu Projektionszwecken umgekehrt angebrachter Teilung.

Ein Normal-Potentiometer (Kompensationsapparat) von kleiner tragbarer Form, wo man durch Vergleich mit einem Kadmium-Normalelement eine Anzahl Normalspannungen erhält, mit denen man die Eichungspunkte der Meßapparate kontrollieren kann.

Ein Präzisionswattmeter von elektrodynamischem Typus für Gleich-, Wechsel- und Dreiphasenstrom, dessen gleich große Skalen-

teile ohne Korrektionen direkte Ablesungen geben. Eine entsprechende Schaltung der Stromspulen mit induktionsfreien Widerständen und den Spannungsspulen gibt die verschiedenen Meßbereiche.

Ein Mehrfachhitzdrahtinstrument ist auf der verschiedenen Ausdehnung zweier symmetrischer Drähte begründet und von äußeren Temperatureinflüssen und Kraftfeldern unabhängig. Seine Kapazität und Selbstinduktion sind gleich Null. Durch verschiedene Schaltung der Nebenschlüsse und Zusatzwiderstände kann man nacheinander Messungen ganz verschiedener Größen von Stromstärken, Spannungen und Effekten ausführen.

Ein empfindliches Hitzdraht-Milliamperemeter, wo der Gleich- oder Wechselstrom mehrere Thermoelemente in Aktion setzt, die mit einem Nadelgalvanometer Deprez D'Arsonval in Verbindung sind und verschiedene Empfindlichkeiten besitzen.

Ein Megohmmeter, daß in einem gut isolierten Kasten sitzt, in welchem ein hochempfindliches Spiegelgalvanometer mit einem Universalshunt mit einer Batterie von 100 Elementen und einer Widerstandsspule von 100 000 Ohm hintereinander geschaltet ist. Der zu messende Widerstand, der bis 150 000 Megohm haben kann, wird mit dem Meßapparat hintereinander geschaltet und die Messung mit Ausschlägen ausgeführt.

Ein kompendiöses, sehr empfindliches Spiegel-Galvanometer Deprez D'Arsonval gibt pro Teilstrich der 1000teiligen Skale 10^{-9} Ampere. Die Art der Aufhängung macht den Apparat gegen starke Stöße unempfindlich. Die Ablesungen geschehen entweder auf 30 cm Entfernung mit einem Fernrohr oder auf 120 cm Distanz mit einem Spaltbild.

Ein Wheatstone-Brückenkasten geringer Größe für rasche und genaue Widerstandsmessungen, wo das Verhältnis der Brückenarme leicht mit einem Brückenläufer erreicht wird.

Ein Kontaktgalvanometer, das ein Klingelwerk oder Relais in Aktion setzt, wenn Spannung, Strom oder Temperatur über einen gewissen Wert nach unten oder oben abweichen.

Ein Compoundvoltmeter gibt direkt die an den Enden großer Kabel herrschende Spannung. Ein an das Kabel geschaltetes Shunt macht, daß die Spannungsanzeige des Instruments um den im Kabel verlorenen Spannungsbetrag sinkt.

Die ausgestellten Pyrometer waren für die Temperaturen bis 1000°, 1400° und 1600°, von großer Empfindlichkeit und hohem Widerstand, die ein Platin-Platinrhodiumelement in Porzellanrohr und ein Galvanometer mit elastischer Aufhängung enthalten.

Diskontinuierliche Registrierapparate bestehen aus einem Galvanometer mit elastischer Aufhängung, dessen Nadel eine Schreibfeder trägt, auf welche periodisch ein Rahmen stößt, der von einem Uhrwerk bewegt wird, welches auch das Papier bewegt. Sämtliche Teile der Apparate sind auswechselbar.

Photographierende Registrierapparate, die ein Zweispiegelgalvanometer enthalten, auf welche das Lichtbild eines vor einem Auerbrenner oder einer Nernstlampe befindlichen Spaltes fällt. Die so erhaltenen zwei Spaltbilder werden eines auf ein photographisches Papier geworfen, vor dem sich seiner ganzen Länge nach ein Spalt befindet, während das andere auf eine darunter befindliche Mattscheibe fällt, auf welcher durch ein rotes Glas hindurch man die Galvanometerausschläge beobachten kann.

Das photographische Papier ist auf einem Zylinder aufgerollt, der durch ein Uhrwerk in Bewegung gesetzt wird. Ein Kontakt auf dem Zylinder dient zu seiner genauen Einstellung. Eine von einem Kontaktchronometer bewegte elektrische Lampe erlaubt auf dem photographischen Papier gerade Linien als Funktion der Zeit zu ziehen.

Das Instrument dient zu Spannungs-, Strom-, Temperatur-Messungen etc.

The Cambridge Scientific Instrument Company, die dieses Jahr zum ersten Male ausstellte, brachte Meßinstrumente von hervorragend sorgfältiger Konstruktion.

Ein neues Modell des Goldblattelektroskops von C. T. R. Wilson ist viel handlicher geworden durch zwei angebrachte Verbesserungen. Die Neigung und Stellung des Ladeplateaus ist leicht regulierbar gemacht worden, und das die Bewegung des Goldblatts zu verfolgen erlaubende Mikroskop ruht auf demselben Sockel wie das Instrument. Die Bedingungen für die Empfindlichkeit und Stabilität des Instruments können durch Änderung des Ladepotentials und die Stellung des Plateaus geändert werden.

Ein verbessertes Modell des Quadrantelektrometers von Dolezalek zeigte folgende wichtige Neuheiten.

Die Nadel und die Quadranten haben so kleine Dimensionen, daß die elektrostatische Kapazität klein ist. Die Nadel ist aus Silberpapier von genügender Festigkeit; sie hängt an einem Quarzfaden. Ihre außerordentliche Leichtigkeit ermöglicht die Anwendung äußerst schwacher Kräftepaare auf die Nadel, ohne daß die Schwingungsdauer eine zu große wird. Der

Widerstand, den die Luft der Bewegung einer so leichten Nadel entgegensetzt, genügt, um ihre Schwingungen fast aperiodisch zu machen. Die Ablenkungen sind in weiten Grenzen den Potentialdifferenzen proportional.

Die Nadel erhält eine Ladung von 50 bis 200 Volt, welche dadurch erleichtert wird, daß der Faden und seine Befestigungsmittel durch eine aufgebrachte dünne Schicht eines hygroskopischen Salzes leitend gemacht worden sind. Ein Ladeschlüssel erlaubt außerdem die Nadel an die Spannungsquelle zu legen, und sie davon zu isolieren, in welchem Fall der Faden nicht leitend gemacht wird. Die Nadel behält dann ihre Ladung ohne bemerkbare Verluste während mehrerer Tage, so daß man eine quantitative genaue Messung ausführen kann. Trotz der Leichtigkeit der Nadel kann man das Instrument ohne Gefahr für den Aufhängefaden transportieren, ohne eine Arretierung anbringen zu müssen.

Der Faden trägt an seinen Enden einen Ring. Diese Ringe greifen in Haken, die am Kopf des Instruments und an der Nadel sitzen, so daß weder ein Gleiten noch ein Zurückbleiben in der Bewegung eintreten kann.

Zum Einstellen hat das Instrument 3 Fußschrauben und eine Schraube zur Änderung der Nadelhöhe zwischen den Quadranten; es läßt sich um eine vertikale Achse drehen und in allen Lagen fixieren.

Eine Nadel an einem Quarzfaden von 0,009 mm Diameter und 60 mm Länge mit einem Potential von 110 Volt eines Beleuchtungsstromes geladen, gab eine Schwingungsdauer von 18 Sekunden und den Dämpfungskoeffizienten 7. Bei einem Skalenabstand von 2 m entsprach eine Ablenkung von 130 mm einer elektromotorischen Kraft von 0,1 Volt. Mit einem Quarzfaden von 0,004 mm Durchmesser ging bei einer Schwingungsdauer von 60 Sekunden die Empfindlichkeit auf 8,5 mm Ausschlag für ein Millivolt.

Es ist recht bedauerlich, daß die hiesigen Vertreter der großen deutschen Firmen für Meßinstrumente, wie z. B. von Siemens & Halske, Hartmann & Braun usw. der Ausstellung so wenig Interesse entgegenbringen. So sah man z. B. von der ersten Firma einige Meßapparate, die man von früheren Jahren her schon kannte, während von der andern überhaupt nichts zu sehen war.

2. Verschiedene elektrische Apparate. Auf dem von Joly aufgefundenen Prinzip werden von Carpentier statische Frequenztransformatoren gebaut, die hauptsächlich darauf beruhen, daß man 2 Transformatoren gebraucht, deren Primärwicklungen $A\,A$ hintereinander geschaltet sind, ebenso wie die Sekundärwicklungen $B\,B$. Diese letzteren Spulen sind in solcher Weise berechnet und montiert, daß die elektromotorischen Kräfte der Primärfrequenz gleich und entgegengesetzt den induzierten sind und infolgedessen verschwinden. Ein solches System mit Wechselstrom betrieben, gibt keine Energie ab, wenn der sekundäre Kreis geschlossen ist, wenn man nicht durch einen speziellen Vorgang im Sekundärkreis elektromotorische Kräfte erzeugt, deren Frequenz ein Multiplum der primären ist, und die nicht in jedem Augenblick einander gleich und entgegengesetzt sind.

Im Apparat von Joly wird hierzu eine magnetische Dissymmetrie der beiden Transformatoren angewendet.

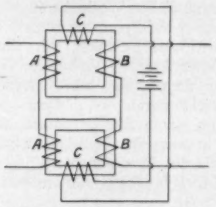


Fig. 7. Frequenzverdoppler.

Bei den Verdopplern der Frequenz (Fig. 7) wird die Dissymmetrie durch Anwendung eines Gleichstroms als Hilfsstrom erreicht, der die Wicklungen C durchfließt.

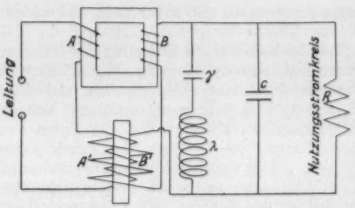


Fig. 8. Verdreifacher der Frequenz.

Um die Frequenz zu verdreifachen (Fig. 8), arbeitet der eine der magnetischen Kreise mit einer genügenden Induktion, daß sich seine Sättigung fühlbar macht, während der andere im Gegenteil entweder mit konstanter Permeabilität arbeitet oder die Permeabilitätsänderungen entgegengesetzter Richtung des ersten Magnetkreises erleidet.

Die Notwendigkeit, in die Röntgenröhren gleichgerichteten Wechselstrom zu schicken, hat

Anlaß zu verschiedenen Konstruktionen von Gleichrichtern gegeben, die entweder wirkliche Gleichrichter sind, oder eine halbe Wechselstromperiode unterdrücken.

Von den hiervon ausgestellten neuen Modellen beruht der Periodenzähler (selecteur d'ondes) von Ropiquet (konstruiert von Roycourt) darauf, daß man in den Sekundärkreis der Induktionsspule, welche das Entladungsgefäß speist, zu beiden Seiten desselben eine Anzahl leerer Räume einschaltet. Bei jeder primären Unterbrechung füllen leitende auf einer Achse sitzende Flügel diese leeren Räume und schließen den Strom, während bei Primärschluß sich die Flügel entfernen und den Sekundärkreis öffnen.

Der Gleichrichter von Siemens & Halske benutzt gewöhnlichen Wechselstrom, der in einem Transformator auf Spannung transformiert wird. Das Gleichrichten geschieht mit einer Anordnung gleicher Art, wie sie bei den Gleichstrommaschinen angewendet wird. Synchronismus wird erreicht durch Verbindung des Gleichrichters mit einem Synchronmotor, der von der gleichen Stromquelle betrieben wird, wie der Primärkreis des Transformators.

Ein Gewitterregistrierapparat auf dem von Turpain angezeigten Prinzip beruhend, wurde von Richard ausgestellt. Die Detektoren der elektrischen Wellen, besonders der Kohärer sind für elektrische Entladungen der Atmosphäre empfindlich, weshalb man solche auf Entfernung beobachten kann. Der Kohärer bildet mit einem Hammer und einem Element einen Stromkreis. Eine der Elektroden des Elements führt zu einer Antenne, die andere zur Erde. Bei ruhigem Wetter hindert der große Widerstand der Feilspäne des Kohärers die Bewegung des Hammers durch den Strom des Elements. Wenn jedoch die Antenne durch eine selbst entfernte elektrische Entladung beeinflußt wird, vermindert sich der Widerstand des Kohärers und der Strom setzt den Hammer in Tätigkeit, der durch seinen brüsken Schlag sogleich dem Kohärer den primitiven Widerstand zurückgibt. In dem praktischen Modell ist der Kohärer mit Feilspänen durch einen, der aus 7 Nadeln besteht, ersetzt. Der Apparat registriert die elektrischen Phänomene der Atmosphäre nach Stunden, Tagen oder Wochen, je nachdem man ihn mit den diesen Zeiten entsprechenden Zylindern, die auswechselbar sind, zusammenschaltet.

Von den ausgestellten Beleuchtungsgegenständen verdienen folgende besondere Erwähnung.

Die Lampe „Fixfar", konstruiert von Weißmann, hat die Form einer Bogenlampe, in der sich mehrere Lampen mit dicken, kurzen Metalleuchtfäden befinden, die sich durch große Festigkeit und ökonomisches Brennen auszeichnen. Ein kleiner Transformator („économiseur" Weißmann), der aus einer Wicklung besteht, dient zur Verminderung der Spannung, als welche 110 oder 220 Volt angewendet werden.

Um Lampen niedriger Spannung mit gewöhnlichem Gleichstrom zu betreiben, hat Neu eine Anordnung konstruiert, die die kalorische Kapazität der dicken Leuchtfäden und die Nachwirkung ihres Leuchteindrucks auf die Retina ausnützt. Hierzu wird die Primärspule eines kleinen Transformators unter Zwischenschaltung eines durch die magnetischen Verluste betriebenen Unterbrechers an die Leitung gelegt, während die Lampen, die für 6 Volt gebaut sind, im Sekundärkreis des Transformators liegen.

Schließlich eine ganz neue Lampe von Ed. Urbain, konstruiert von Regnier, wo sich in einem bis auf 1 mm Druck evakuierten Glas- oder Quarzballon von etwa 500 ccm Inhalt eine Quecksilberkathode und eine kleine stabförmige Anode aus reinem Wolfram befinden. Der Lichtbogen zwischen den Elektroden wird geführt durch ein Quarzröhrchen oder ein in das Quecksilber tauchendes Metallstiftchen.

Das Spektrum der Lampe ist ein ganz kontinuierliches und dem des Sonnenlichtes außerordentlich ähnlich und enthält natürlich die Linien des Quecksilbers. Die Lampe hat eine gute Ökonomie und läßt sich mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung auch aus der Entfernung anzünden. Bei normalem Gang brennt sie mit 14 Volt und gibt 200 Kerzen Leuchtkraft.

Wie alljährlich, so hat auch dieses Jahr Prof. Féry von seinen Erfindungen ausgestellt.

Diesmal brachte er unter andern einen elektrischen Chronometer, der auf folgendem beruht.

Die Theorie zeigt, daß zum Aufrechterhalten eines schwingenden Systems die durch Reibung verschiedener Natur in der Nähe des toten Punktes verloren gehende Energie wieder ersetzt werden muß. Die Anordnung (Fig. 9) verwirklicht in einfacher Weise diese theoretischen Anforderungen und gibt sehr gute Resultate, denn der tägliche Fehler übersteigt niemals 2,5 Sekunden bei Vergleich mit dem geläufigen Marinechronometer.

Wenn der Balancier, auf dessen Achse exzentrisch ein Rädchen A oder ein harter Stein geeigneten Querschnittes sitzt, sich vom toten Punkt oder der Ruhestellung entfernt, stützt eine Feder den Hebel OB gegen eine Anstoßschraube V. Der Hebel endet in eine Flachfeder R', die in diesem Augenblick nicht mit dem Ende des Ankers des Elektromagneten E in Berührung ist. Der Anker des Elektromagneten stützt sich ebenfalls an eine Anstoßschraube V.

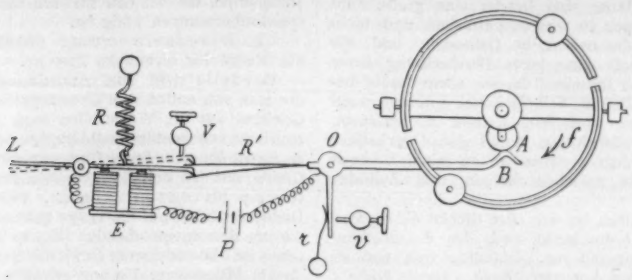


Fig. 9

Wenn der Balancier den toten Punkt erreicht, senkt das Rädchen A das Ende B des Hebels, dessen Ende O sich gegen V stützt. In dem Augenblick, wo diese Senkung die größte ist und das Rädchen den Scheitel des Hebels erreicht, ist der Kontakt zwischen der Feder R' und dem Ende des Ankers hergestellt. Der Elektromagnet zieht seinen Anker zurück, spannt die Feder R', und es bildet sich eine Tangentialkomponente aus durch die Reaktion der schiefen Ebene, welche von der linken Kante des Hebels B und dem Rädchen gebildet wird. Der Kontakt ist also durch diesen Zusatzdruck gesichert.

Bei der Rückkehr in die Vertikale im entgegengesetzten Sinn treten die gleichen Erscheinungen in der verkehrten Reihenfolge auf. Der Balancier erhält also bei jeder Schwingung einen neuen Impuls.

Die Bewegung des Räderwerks geschieht durch Ausnutzung der alternativen Bewegung des äußeren Ankerarmes L. Da der Elektromagnet ausreicht, um die Feder R' zu spannen, kann man in weiten Grenzen die nötige elektrische Energie oder die vom Räderwerk der Zeiger gelieferte Arbeit variieren, ohne Störungen im Gang des Balanciers hervorzurufen, der immer der konstanten Kraft einer Feder, die an den äußersten Enden gespannt ist, unterliegt.

Diese Eigenschaft macht den Apparat sehr brauchbar für die elektrische Übermittlung der Zeit, z. B. auf Schiffen.

II. Verschiedenes.

Außer den eben beschriebenen Apparaten für die verschiedenen Zweige der Elektrizität verdienen noch manch andere eine nähere Betrachtung.

Die Meker-Gasöfen neuesten Modells ermöglichen durch Anwendung einer speziellen feuerfesten Masse und geeigneter Gaszirkulation eine Temperatur von 1200° ohne Einblasen von Luft zu erhalten.

Von demselben Konstrukteur sind die neuen Brenner, wo durch engere Anordnung der Maschen des Brennetzes jedes Zurückschlagen

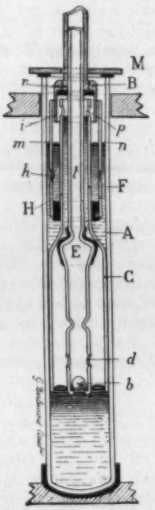


Fig. 10.

der Flamme unmöglich gemacht ist, und ein verkehrter Gasbrenner, sowie ein solcher für Lufteinblasen, der etwa 2000 Kerzen Lichtintensität gibt.

Berlemont erzeugt jetzt in kuranter Weise die Moulinsche Quecksilberpumpe (Fig. 10), deren erstes Erscheinen wir voriges Jahr an-

zeigten. Heute sind bereits eine große Zahl dieser Pumpen in wissenschaftlichen und technischen Laboratorien in Gebrauch, und wir wollen deshalb eine kurze Beschreibung ihrer Konstruktion mitteilen, die vor allem darauf beruht, kein Fett als Schmiermittel, sondern einen reibungslosen einfachen Kolben zu benützen, dessen Gasabdichtung durch das Quecksilber selbst geschieht, welches infolge seiner Viskosität langsam zwischen Kolben und Zylinder hinabfließt.

Der Kolben ist eine Art Glocke C, die von dem Rohr t durchsetzt wird, das die Kolbenstange bildet und zur Verbindung mit den zu evakuierenden Apparaten dient. Dieses Rohr t ist daher feststehend, während man dem Zylinder A, der auf einem Schlitten sitzt, eine auf- und abgehende Bewegung von Hand aus mit einem Kurbelrad oder mit einem kleinen Motor erteilt. Die Kolbenglocke C ist mit dem Rohr t nicht fest verbunden, sondern kann sich zwischen der Auftreibung E und dem Anstoß B so bewegen, daß sie selbst ein Rückschlagventil bildet.

Unten enthält t eine Kugel, die das Quecksilber hindert, in das Rohr t einzutreten. Die Kugel und die Auftreibung E sind mit einem speziell präparierten Kautschuk bedeckt. Das Quecksilber geht bis zu dem Niveau mn.

Wenn der Zylinder A sich senkt, nimmt er die Glocke C mit bis zur Auftreibung E. Das Quecksilber um E fließt nun genug langsam an der äußeren Wand von E hinab, um im Innern von C einen luftverdünnten Raum über sich hervorzurufen. Ist es unterhalb der Öffnungen d angekommen, so füllt sich C mit dem aus t ankommenden Gas. Beim darauffolgenden Hinaufsteigen wird das Gas vom Quecksilber etwas zusammengedrückt und wenn sich die Glocke hebt, wird es vom Quecksilber durch das Rohr t hinausgedrückt, indem das Quecksilber zwischen der Glocke und A herabfließt und den schädlichen Raum ausfüllt.

Gas und Quecksilber treten bei den Öffnungen p aus. Eine kleine Glocke i hindert das Quecksilber, vom Gas nach außen geschleudert zu werden, und zwingt es in das Rohr H zu fallen, das mit Öffnungen h versehen ist, wo sich die letzten Gasblasen vom Quecksilber entfernen.

Die Bewegung des Zylinders geschieht mit Hilfe eines 3 cm breiten, mit Rille für den eventuellen Antriebsriemen versehenen Triebrades. Man kann daher beim Antrieb durch einen Motor einen Riemen von beliebigem Querschnitt verwenden.

Die hauptsächlichen Vorteile dieser Pumpe sind die Verwendung von nur 2 kg Quecksilber und die Abwesenheit einer Wasserstrahl- als Hilfspumpe, die bei den meisten mechanischen Quecksilberpumpen nötig ist.

Ch. Beaudouin erzeugt dieselbe Pumpe aus Metall für technische Zwecke.

Gardelle stellt eine Anordnung aus, mit der man von außen vom Grammgewicht an, die Gewichte auf die Wagschalen legt. Zwei konzentrische voneinander unabhängige Stäbe tragen an ihrem inneren Ende fünf verschieden lange Greifer, auf den sich die reiterförmigen Gewichte von 0,5 bis 0,01 gr befinden, welche durch Drehen der Stäbe auf die Wage gebracht werden, die mit den entsprechenden Bügeln hierfür versehen ist. Die kleineren Gewichte werden durch direkte Mikrometerablesung erhalten.

Chauvin und Arnoux konstruieren eine große Anzahl speziell für die Luftschiffahrt bestimmter Apparate für Messungen an Bord der Aeroplane. So z. B.:

Ein Handanemometer für direkte Ablesung. Der Luftzug deplaciert eine Aluminiumkugel, die am äußersten Ende eines Hebels sitzt. Jedem Wert der Windgeschwindigkeit und der Schwerkraft entspricht ein gewisses Gleichgewicht in der Kugelstellung. Der Apparat ist in Meter-Sekunden geeicht.

Eine Wetterfahne für Aviatiker besteht in einem Dreieck mit Lot, das am Aeroplan befestigt wird und sich vor einer festen Skale befindet, wenn die Aeroplanflächen horizontal sind, und einem Windrädchen, das an einer Seite des Aeroplans angebracht ist. Dieses wird durch den Wind beeinflußt und wirkt auf seine Gradeinteilung, sowie auf die des Lotdreiecks. Auf der dem Windrad entgegengesetzten Seite des Aeroplans befindet sich ein Kugelanemometer, das die Geschwindigkeit des Apparats im Verhältnis zu der des Windes anzeigt.

Man erhält so:

a) den Aufstieg oder den Abstieg (montée ou descente) (Neigung zum Horizont in Graden der Fluglinie des Aeroplans,
b) den Angriffswinkel der Tragflächen (d. h. den Neigungswinkel der Tragflächen zur Fluglinie),
c) die Neigung der Tragflächen zum Horizont,
d) die Geschwindigkeit des Aeroplans im Verhältnis zur umgebenden Luft.

Ein Aerokompaß, der eine magnetische Nadel mit elektromagnetischer Dämpfung (Bremsung) enthält. Die Nadel zieht ein Zifferblatt mit sich, das einen Stern trägt. Ein zweiter Stern wird vor dem Abflug gegen die einzuschlagende Richtung gestellt, so daß entgegengesetzt stehende Sternspitzen mit dem gewählten Abflugswinkel koinzidieren. Die Ablesungen sind damit sehr erleichtert.

Die gleichen Konstrukteure stellen ein Tachy-

meter zur direkten Ablesung der Motor-Tourenzahl aus. Es ist dies eine Art magnetelektrischer Maschine, deren Anker fest ist, während der Magnet rotiert, und weder Schleifringe noch Bürsten hat. Die von der Motorachse mitgenommenen Eisenteile rufen im Innern ein Wechselfeld hervor, dessen Strom in einen Hitzdraht geht, der die Touren pro Minute angibt.

Gaumont konstruiert ein neues Modell eines „Chronophons". Der Apparat gestattet kinematographische Projektionen zu machen, während gleichzeitig ein Phonograph die Töne und Geräusche wiedergibt, die sich bei der kinematographischen Aufnahme ereigneten. Der Synchronismus beider Apparate muß natürlich ein vollkommener sein und wird folgendermaßen erreicht.

Man benutzt zwei kleine elektrische Gleichstrommotoren von fast ganz gleichem Effekt, die als Nebenschlüsse an der gleichen Energiequelle liegen. Die Wicklungen der Motoren sind in die gleiche Menge Unterteilungen (Sektionen) geteilt, welche jede mit der entsprechenden des andern Motors verbunden ist. Daher kann sich der eine Motor um einen gewissen Betrag nur drehen, wenn es auch der andere in derselben Weise tut.

Wenn unter diesen Bedingungen die eine Motorwicklung den Phonographen und die andere den Kinematographen führt, und wenn das Verhältnis der Geschwindigkeiten zwischen den Motoren und den Apparaten, d. h. dem Phono- und dem Kinematographen, so gewählt wird, daß die Geschwindigkeit des Films im Verhältnis zur Phonographenplatte die gleiche bei der Aufnahme wie bei der Wiedergabe ist, so ist der Synchronismus erreicht. Selbstverständlich müssen aber auch die kinematographische und die phonographische Aufnahme zur gleichen Zeit gemacht werden.

Die Laboratoires des services généraux d'éclairage der Stadt Paris stellten eine Reihe von Apparaten aus, die dort für die Versuche dienen. So z. B.:

Eine Anordnung zur Photometrierung von Auerbrennern. Die Brenner sind alle auf das gleiche Rohr montiert, können jedoch jeder für sich im Meßmoment mit einer Gasuhr verbunden werden. Eine bewegliche optische Bank wird parallel zu dem Brennrohr verschoben. Sie trägt eine Normallichtintensitätsquelle und ein spezielles Modell des Lummerschen Photometers, das ermöglicht, vergleichende Messungen zu machen, wenn wie hier die zwei Lichtquellen in zwei senkrecht zueinander befindlichen Richtungen stehen.

Wie alljährlich konnte man auch diesmal eine Anzahl von Apparaten sehen, die zu wissenschaftlichen Untersuchungen gedient hatten.

Den Apparat von E. Bauer und M. Moulin, den die beiden Forscher zum Studium des Blau des Himmels, d. h. zur Bestimmung der Konstanten des Avogadroschen Gesetzes, am Montblanc benutzten.

Das Osmometer von Fouard bestehend aus einer semipermeablen Kollodiumschicht, die eine spezielle Behandlung erfahren hat und durch ein Drahtnetz sehr stabil bleibt, überdies in einem Metall- oder Glaszylinder aufbewahrt werden kann. Mit diesem Osmometer hat Fouard letzthin Molekulargewichtsbestimmungen an Lösungen ausgeführt, durch Isotonie derselben oder durch direkte Lesung der osmotischen Drucke.

Ch. Féry und Drecq stellten den Apparat aus, mit dem sie in den letzten Monaten die Strahlungskonstante σ (sigma) des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes aufs neue bestimmten und für σ den Wert 6,51 Watts/cm^{-2} fanden, der dem von Féry 1909 gefundenen Wert ganz nahe ist.

In diesem Bericht haben wir nur jene Apparate beschrieben, die uns als die wichtigsten und für den Physiker das meiste Interesse erregenden erschienen. Wir müssen es unterlassen, die große Zahl von Apparaten zu nennen, die für Biologie, Physikotheraphie usw. oder zu Unterrichtszwecken dienen.

(Eingegangen 20. Mai 1911.)

BESPRECHUNGEN.

Georg Gehlhoff, Die Strahlungsgesetze und ihre Anwendungen für die Beleuchtungstechnik. Sonderabdruck aus „Helios". 4. 34 S. (102 Spalten) mit 66 Abbildungen. Leipzig, Hachmeister & Thal. 1910. M. 1.50

Die vorliegende Schrift behandelt zunächst die theoretischen Grundlagen der Temperaturbestimmung durch Strahlungsmessungen, darauf die experimentelle Prüfung der Strahlungsgesetze und ihre Anwendung zur Messung hoher Temperaturen, schließlich die Strahlungsgesetze in ihren Beziehungen zum Beleuchtungswesen. Daß auf den letztgenannten Abschnitt das Hauptgewicht gelegt wird, ergibt sich schon aus dem Titel. Die Arbeit ist in erster Linie für den Techniker, besonders für den Beleuchtungstechniker, bestimmt. Die Darstellung ist bei aller Knappheit klar und leicht verständlich, wenn auch vielleicht stilistisch nicht durchweg einwandfrei. Außer den 66 Figuren tragen 22 Tabellen und ein recht ausführliches Ver-

zeichnis der einschlägigen Literatur dazu bei, die Arbeit für weitere Kreise wertvoll und nutzbringend zu machen.
Iklé.

M. P. Rudzki, Physik der Erde. gr. 8. VIII u. 584 S. mit 60 Abbildungen im Text und 5 Tafeln. Leipzig, Chr. H. Tauchnitz. 1911. M. 14.—

Auf den ersten Blick scheint das vorliegende Buch ähnliche Ziele wie die bekannte „kosmische Physik" von S. Arrhenius zu verfolgen, denn beide wollen ein Lehrbuch der Geophysik sein. Trotzdem haben sie wenig Berührungspunkte. Bei Arrhenius tritt überall die physikalische Empfindung und das Experiment in den Vordergrund, und die Mathematik wird nur in dringenden Fällen möglichst elementar herangezogen, während Rudzki unbedenklich die höhere Analysis verwendet, wo sie ihm nützlich erscheint. Rudzki behandelt zuerst eingehend die höhere Geodäsie. Nachdem dann die Hypothesen über die Konstitution des Erdinnern besprochen sind, behandelt er die Seismologie, leider von einem recht einseitigen Standpunkt aus; eine umfassende Behandlung dieser Materie würde allerdings ein Lehrbuch für sich beanspruchen. Dann werden die verschiedenen Deformationen der Erde als Ganzes und in ihren einzelnen Teilen behandelt. Der Abschnitt über die Ozeane lehnt sich stark an Krümmels „Ozeanographie" an, ebenso derjenige über Eis und Gletscher an Heß' „Die Gletscher". Eine sehr eingehende Behandlung hat schließlich die Dynamik der Gewässer gefunden, also die fortschreitenden und stehenden Wellen der Seen und Meere und deren Gezeiten und die Strömungserscheinungen im offenen und Binnenwasser. Merkwürdigerweise fehlen drei wichtige Gebiete der Geophysik völlig: die Mechanik der Atmosphäre, der Erdmagnetismus und die Luftelektrizität; ein triftiger Grund ist doch gewiß nicht vorhanden, und gerade an einem Lehrbuch des Erdmagnetismus herrscht großer Mangel. Die ganze Darstellung ist äußerst frisch und klar, und wird durch viele gute Figuren unterstützt, so daß das Buch aufs beste empfohlen werden kann.
Geiger.

B. Monasch, Elektrische Beleuchtung. 2. ergänzte Auflage. I. Teil 229 S. II. Teil 102 S. 112 Abbildungen und 2 Tafeln. Hannover, Dr. M. Jänecke. 1910. M. 9.20

Die erste Auflage dieses Buches ist im Jahre 1905 erschienen. Der erste Teil der neuen Auflage ist ein unveränderter Abdruck der alten; über die großen Fortschritte, die die Beleuchtungstechnik seitdem gemacht hat, wird in dem neu hinzugekommenen zweiten Teile berichtet.

Der erste Teil beginnt mit den Definitionen der photometrischen Größen „Lichtstärke", „Lichtstrom", „Beleuchtung", „Flächenhelle", „Lichtabgabe" und der verschiedenen Einheiten der Lichtstärke. Dann wird die Photometrie ausführlich behandelt. Es folgen die Abschnitte „Bogenlampen" und „Glühlampen", in denen die verschiedenen im Handel vorkommenden Arten dieser Beleuchtungskörper beschrieben werden, und in denen man Angaben über ihre Eigenschaften, den Stromverbrauch gangbarer Ausführungsformen, ihr Anwendungsgebiet und dergl. findet. Die nächsten Abschnitte handeln von den verschiedenen Schaltungsweisen, der Installation und Bedienung der Bogenlampen und Glühlampen. Hierauf wird die Lichtausstrahlung ausführlich besprochen und durch zahlreiche, mit Kritik ausgesuchte Polardiagramme und Zahlentafeln ein wertvolles Material zur Beurteilung der einzelnen Lampenarten beigebracht. Danach wird die Wirtschaftlichkeit der Lichtquellen erörtert, und zum Schlusse werden die Grundlagen zur Berechnung der Beleuchtung gegeben.

Der zweite Teil bringt die Fortschritte auf dem Gebiete der praktischen Photometrie, darunter die vom Verband Deutscher Elektrotechniker herausgegebenen Vorschriften für die Photometrierung der Bogenlampen und Glühlampen, sowie die Normalien zur Beurteilung der Beleuchtung; ferner die Neuerungen auf dem Gebiete der Bogenlampen und Metallfadenglühlampen, an deren Ausbildung der Verfasser selbst mitgearbeitet hat.

Man merkt es dem Buche in allen seinen Teilen an, daß es aus der technischen Praxis entstanden ist, und daß sein Verfasser den Stoff vorzüglich beherrscht. Dem Zweck des Buches entsprechend, wird von den wissenschaftlichen Grundlagen des Gebiets nur das Wichtigste in knapper und klarer Form gegeben.
Karl Willy Wagner.

Preisausschreiben.

Für die beste Grubenlampe hat ein englischer Grubenbesitzer dem Ministerium des Innern in London die Summe von 20000 M. zur Verfügung gestellt. Der Wettbewerb steht allen Personen ohne Unterschied der Nationalität frei. Die Lampen sind bis zum 31. Dezember d. J. an C. Rhodes, Esq., Home Office, Testing Station in Rotherham, England, einzusenden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München Dr. Max Dieckmann für Physik, an der Universität Zürich Dr. Jantsch und Dr. D. Reichinstein für Chemie.

Ernannt: Professor Dr. J. J. Sudborough, Leiter der Chemischen Abteilung des University College of Wales in Aberystwyth, zum ord. Professor für organische Chemie am Research College in Mysore India, der Assistent am Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Leopoldo Weißel zum ord. Professor für physikalische Chemie an der Universität Montevideo, Miß Caroline E. Furneß zum stellvertretenden Leiter des Vassar College Observatory und zum a. o. Professor der Astronomie am Vassar College in Soughkeepsee (N. Y.), der Privatdozent an der Universität Genf Dr. M. Plancherel zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Freiburg (Schw.), der Secrétaire der Société Chimique de Belgique Jules Wauters zum Chefchemiker des Laboratoire de la Ville de Bruxelles (an Stelle des verstorbenen Professor Dr. Henri Bergé), der a. o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Ernst Fischer zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen, der Dozent für Differential- und Integralrechnung an der Universität Besançon Lattès zum Professor der Mechanik an der Faculté des Sciences in Toulouse, der ord. Professor an der Universität Königsberg Dr. Artur Schönflies zum Professor der Mathematik an der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaften zu Frankfurt/Main.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Meßapparate der drahtlosen Telegraphie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Bruno Glatzel der Titel Professor.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für Farbenchemie an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. Richard Möhlau.

Gestorben: Der Professor für allgemeine Chemie an der Universität Lüttich Dr. Walter Spring.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

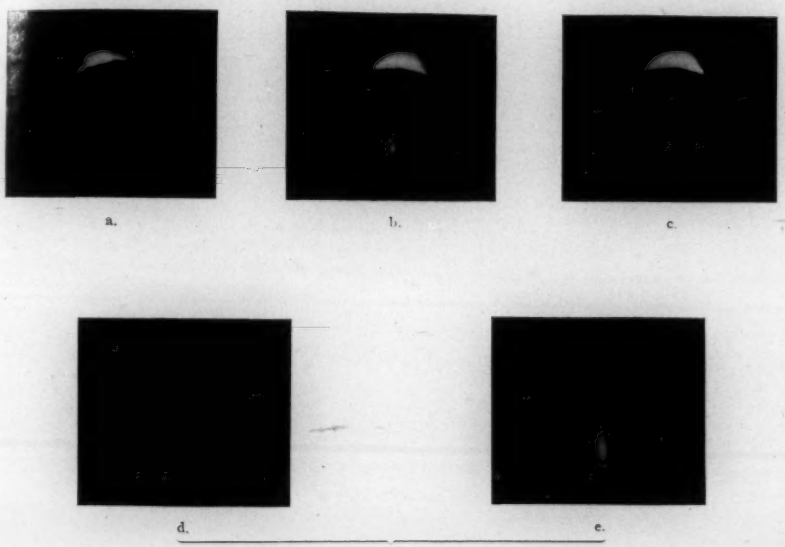


Fig. 2.

Direkte Aufnahmen der Emission in der Gaskammer bei gleicher Expositionszeit (5 Minuten) unter gleicher Entwicklung.

a. in Sauerstoff; b. in Stickstoff; c. in Kohlensäure, gleichgültig, ob die Gase trocken oder feucht und unfiltriert eingeleitet sind.

d. Verschwinden der Emission, da während der Aufnahme ein kräftiger Gasstrom durch die Öffnung der Aluminiumscheibe gepreßt wurde (gleichgültig, ob Luft, N, O oder CO_2).

e. Die Öffnung durch dünnes Deckgläschen verschlossen (man sieht auf der Aufnahme das im Glasplättchen reflektierte Licht über der Öffnung) und viel Silberdampf in der Gaskammer.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

ГІВВУША
СОТТЕВЕ
СРЕВГІА

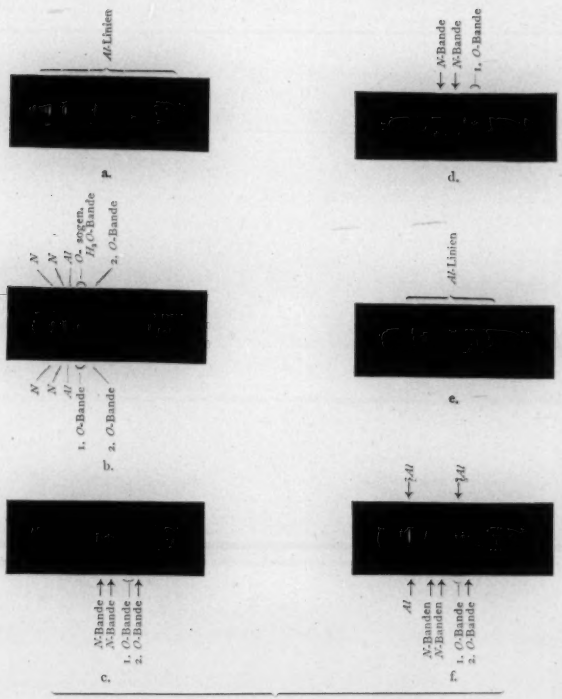


Fig. 4.

a. Das Spektrum der Emission (Expositionszeit eine Stunde) bei Benutzung des gewöhnlichen kondensierten Aluminiumfunkens (keine Spur von Banden, nur *Al*-Linien).

b. Das Spektrum der Emission (Expositionszeit zwei Stunden) bei kondensiertem Aluminiumfunken, aber besonderen Strombedingungen (Stickstoff- und Sauerstoffbanden [sogen. Wasserdampfbanden] nebst Hauptmetallinien).

c. Funken in Luft, nichtkondensiert, Primärstrom des Induktoriums 3 Amp.

d. Funken in Luft, nichtkondensiert, Primärstrom des Induktoriums 8 Amp. (die Intensität der *O*-Bande λ 306 wächst, gegenüber den Stickstoffbanden λ 358, 354, 337 (keine Metallinien).

e. Funken in Luft, kondensiert, Primärstrom 3 Amp. genau alles wie bei c (nur Aluminiumspektrum identisch mit dem Emissionsspektrum a).

f. Funken in Luft, kondensiert, sonst alles wie bei d (Primärstrom 8 Amp.) (Bandenspektren von *N* und *O* wie bei d, aber mit den stärksten Metallinien, identisch mit dem Emissionsspektrum b).

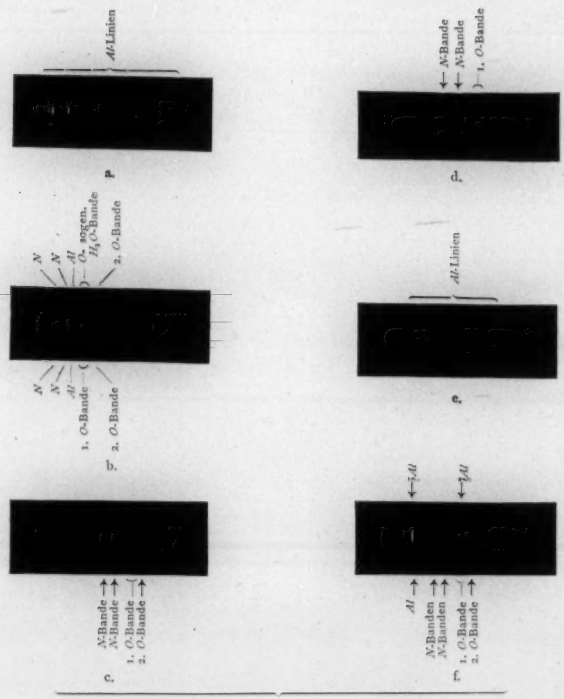


Fig. 4.

a. Das Spektrum der Emission (Expositionszeit eine Stunde) bei Benutzung des gewöhnlichen kondensierten Aluminiumfunkens (keine Spur von Banden, nur *Al*-Linien).

b. Das Spektrum der Emission (Expositionszeit zwei Stunden) bei kondensiertem Aluminiumfunken, aber besonderen Strombedingungen (Stickstoff- und Sauerstoffbanden [sogen. Wasserdampfbanden] nebst Hauptmetallinien).

c. Funken in Luft, **nichtkondensiert**, Primärstrom des Induktoriums 3 Amp.

d. Funken in Luft, **nichtkondensiert**, Primärstrom des Induktoriums 8 Amp. (die Intensität der *O*-Bande λ 306 wächst, gegenüber den Stickstoffbanden λ 358, 354, 337 (keine Metallinien).

e. Funken in Luft, **kondensiert**, Primärstrom 3 Amp. genau alles wie bei c (nur Aluminiumspektrum identisch mit dem Emissionsspektrum a).

f. Funken in Luft, **kondensiert**, sonst alles wie bei d (Primärstrom 8 Amp.) (Bandenspektren von *N* und *O* wie bei d, aber mit den stärksten Metallinien, identisch mit dem Emissionsspektrum b).